

Münchener Universitäts-Schriften

Naturwissenschaftliche Fakultät

Universität München - Meteorologisches Institut

Wissenschaftliche Mitteilungen Nr. 20

Aus den Arbeiten der meteorologischen Station

beim Forschungsreaktor München

9. Bericht

**Zur Interpretation
von Energie-, Ko- und Quadratspektren
meteorologischer Parameter**

von Otto Georg Walk

München 13, Amalienstr. 52/III

im September 1970

Zur Interpretation von Energie-, Ko- und
Quadratspektren meteorologischer Parameter

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Ludwig-Maximilians-Universität

München

vorgelegt

von

Otto Georg Walk

aus

Nersingen, Krs. Neu-Ulm

Februar 1970

1. Berichterstatter: Prof. Dr. F. Möller
2. Berichterstatter: Prof. Dr. G. Hollmann

Tag der mündlichen Prüfung: 10.6.1970



Münchener Universitäts-Schriften

Naturwissenschaftliche Fakultät

Universität München - Meteorologisches Institut

Wissenschaftliche Mitteilungen Nr. 20

Aus den Arbeiten der meteorologischen Station

beim Forschungsreaktor München

9. Bericht

Zur Interpretation von Energie-, Ko- und Quadratspektren meteorologischer Parameter

von Otto Georg Walk

München 13, Amalienstr. 52/III

im September 1970

Inhaltsverzeichnis

	Seite
I. Einleitung	1
II. Versuchsaufbau	3
III. Die Berechnung von Spektren	5
III.1 Autokovarianzfunktion und Energiespektrum	5
III.2 Kreuzkovarianzfunktion, Kospektrum und Quadraturspektrum	7
III.3 Amplitude, Phasenwinkel, Kohärenz	8
III.4 Fehlerbetrachtung	9
IV. Diskussion der Ergebnisse	14
IV.1 Allgemeines	14
IV.2 Die Spektren von T' und w'	17
IV.3 Die Spektren von u'_{50m} und u'_{4m}	23
IV.4 Die Spektren von u' und v'	28
IV.5 Die Spektren von w' und u'	31
V. Schluß	34
Nachwort, Zusammenfassung	35
Literatur	36
Anhang (Darstellung der Spektren, Diagramme 1-17)	

I. Einleitung

Die Turbulenz in der Atmosphäre spielt im Makro- wie im Mikrobe- reich wegen des Austausches eine wichtige Rolle. Er ist etwa 10^5 mal größer als der molekulare Austausch. Auch in der technischen Meteorologie sind die turbulenten Schwankungen von Interesse, z.B. Fliegerei (CAT), Bauindustrie (dynamische Belastung von Gebäuden), Stadtplanung (Reinerhaltung der Luft). Daher versucht man die turbulenten Vorgänge quantitativ zu erfassen. Die Größe der Turbulenzelemente in der Atmosphäre überdeckt einen größeren Bereich als bei Windkanalversuchen. Bis heute bereitet die meß- technische Erforschung von Kenngrößen der Turbulenzstruktur, so- wie die theoretische Beschreibung von turbulenten Strömungen große Schwierigkeiten.

In jüngster Zeit ist man durch die weiterentwickelte Meßtechnik und durch die leistungsfähigen Rechenanlagen einen guten Schritt in der Messung von turbulenten Schwankungen sowie deren Auswer- tung vorangekommen.

Eine Möglichkeit zur Parametrisierung von turbulenten Vorgängen, d.h. ihre Zurückführung auf leichter meßbare Größen, leistet z.B. in vielen Fällen der Prandtl'sche Mischungswegansatz /18/, der heute noch viel verwendet wird, sowie der davon abgeleitete Aus- tauschkoeffizient. Beide Größen sind in vielen Lehrbüchern be- schrieben und abgeleitet, z.B. /8/, /9/, /11/.

In neuerer Zeit werden statistische Schwankungen häufig mit Hilfe von Frequenzen oder Wellenzahlen betrachtet /1/, /3/, /15/. In Anlehnung an die Hochfrequenztechnik versucht man Zeitreihen über die Auto- bzw. Kreuzkovarianzfunktion und deren Fouriertransfor- mation in Form von spektralen Dichten darzustellen. Als Ergebnis folgt aus der Autokovarianzfunktion ein Energiespektrum und aus der Kreuzkovarianzfunktion das Ko- und Quadraturspektrum. Die Energiespektren stellen also im wesentlichen Varianzen und die Ko- und Quadraturspektren Kovarianzen dar. Obwohl die Varianz eine mathematisch abgeleitete Größe ist, hat sie den Charakter einer

direkten Meßgröße. Dies wird besonders an einem Beispiel aus der kinetischen Gastheorie, nämlich der von A. Einstein /6/, /7/ und auch von M. v. Smoluchowski /25/ abgeleiteten Formel für das mittlere Verschiebungsquadrat $\overline{x^2}$ eines im Gas befindlichen Teilchens

$$\overline{x^2} = \frac{k \cdot T}{3\pi\eta r} \cdot t$$

deutlich, welche diese abgeleitete Meßgröße mit der Beobachtungszeit t , der Temperatur des Gases T , den beiden Materialkonstanten Zähigkeit η und Teilchenradius r sowie der Boltzmann-Konstante k verknüpft.

In dieser Arbeit werden aus gemessenen Einzelwerten über die Varianz und Kovarianz die spektralen Dichten gewonnen, d.h. es werden gemessene Spektren betrachtet. Die Spektren erlauben einen tieferen Einblick in die Struktur der Turbulenz als die Mittelwerte.

Gegenstand der Untersuchung sind: die turbulenten Schwankungen der Lufttemperatur, der Horizontal- und Vertikalkomponenten der Windgeschwindigkeit und die Schwankungen der Stundenmittel der E-W- und der S-N-Komponente der Windgeschwindigkeit. Es sei noch erwähnt, daß die spektrale Betrachtungsweise auch Eingang in anderen Geowissenschaften, wie Ozeanographie /19/ und Seismik /19/ gefunden hat.

II. Versuchsaufbau

Die Daten stammen von der meteorologischen Station auf dem Gelände des Forschungsreaktors München in Garching. Eine Beschreibung dieser Station wurde von G. Hofmann und H. Kraus /13/ gegeben. Seitdem wurden in der näheren Umgebung sowohl im Süden als auch im Osten des Meßplatzes weitere Gebäude errichtet, jedoch blieb das Gelände westlich der Station weiterhin ungestört.

Die Messungen erfolgten zum größten Teil an dem 50 m hohen Stahlgittermast der Garchinger Station, an dem die Meßfühler mittels eines Auslegers an einem Fahrstuhl angebracht waren, den man in verschiedene Meßhöhen - im Rahmen der vorliegenden Arbeit 4 m, 20 m und 50 m - fahren konnte. Bei einigen Messungen saßen die Geräte auf der Seite eines 4 m hohen Hilfsmastes. Einmal wurde in 1,80 m Höhe über einer Asphaltdecke gemessen.

Die Datengewinnung erfolgte mit einer am Meteorologischen Institut der Universität München vorhandenen Anlage. Nach der Messung wurden die Meßwerte digitalisiert, mit einem Tonbandgerät (Philips RK 66) aufgezeichnet und im Labor auf Lochkarten übertragen. Danach folgte die endgültige Bearbeitung im Rechenzentrum des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik in Garching.

Die Bestimmung der Lufttemperatur geschah mit einem frei aufgespannten Platindraht von 20 μ m Durchmesser und 150 Ω bei 0° C, durch den ein konstanter Strom von 1 mA floß. Die Spannungsänderung wurde über eine Vierleitschaltung mit einem integrierenden Digitalvoltmeter (Dymec 2401 C) gemessen. Der Meßfühler ist in /20/ beschrieben. Als Vertikalwindmesser diente ein Thornthwaite-Anemometer mit einem Vier-Blatt-Propeller von G.C. Gill (Bild 1). Die Messungen der Horizontalkomponente erfolgte mit einem Schalenkreuzanemometer (Casella T 16108/1), das so umgebaut wurde, daß man je Umdrehung des Schalenkreuzes zwölf Impulse erhält. Der Meßzyklus war für die Windgeschwindigkeiten 240 ms. In einem Fall wurden dem Windweg während 240 ms zwei über 0,1 s gemittelte Temperaturwerte zugeordnet und in der Form Temperatur - Wind -

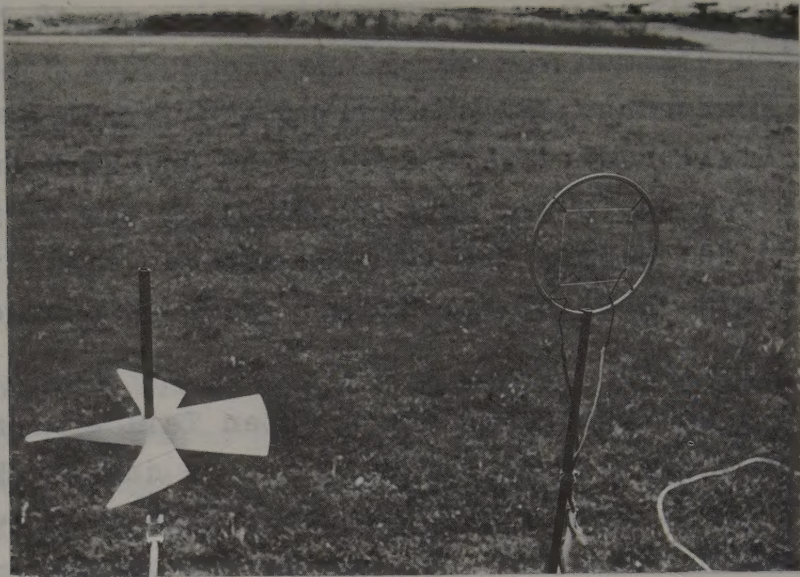


Bild 1 Die Meßfühler

Temperatur auf Tonband aufgenommen. Der Mittelwert aus den beiden Temperaturwerten wurde zusammen mit der Windgeschwindigkeit weiterverarbeitet. In einigen anderen Fällen waren der mit 1 s Integrationszeit gemessenen Temperatur fünf Windwerte zugeordnet. Der Meßzyklus betrug hierbei 1,2 Sekunden.

Die Stundenmittel der horizontalen Windgeschwindigkeit wurden mit Schalenkreuz-Kontakt-Anemometern gemessen. Der Aufspaltung in die Komponenten lag die mit dem Universal-Windschreiber 90z (Fuess, Berlin) registrierte Windrichtung zugrunde. Diese Meßwerte wurden der Publikation /27/ bzw. den Magnetbändern entnommen, auf denen diese basiert.

III. Die Berechnung von Spektren

Da die Betrachtungsweise von Spektren und deren Gewinnung heute weit verbreitet ist, soll die Berechnung nur kurz angeführt werden.

Bei zwei Meßgrößen x und y führt der Weg über ihre Auto- und Kreuzkovarianzfunktion mit Hilfe der Fouriertransformationen zu den Spektren. Die Autokovarianzfunktion ergibt das Energiespektrum und die Kreuzkovarianzfunktion das Ko- bzw. Quadratspektrum, je nachdem, ob man den geraden oder den ungeraden Teil der Kreuzkovarianzfunktion nimmt. Im Kospektrum, dem Realteil des komplexen Kreuzspektrums, erscheinen die Beiträge zur Kovarianz, bei denen die beiden Größen x und y in Phase bzw. um π phasenverschoben sind und das Quadratspektrum, der Imaginärteil, liefert den Anteil dazu, wenn sie um $\frac{\pi}{2}$ oder $\frac{3}{2}\pi$ verschoben sind. Ausführliche Beschreibungen findet man in /1/, /3/, /15/. Dieser bekannte mathematische Formalismus wird der Vollständigkeit halber im nächsten Abschnitt kurz erläutert.

III.1 Autokovarianzfunktion und Energiespektrum

Wenn man annimmt, daß die Größen statistisch stationär sind, sowie äquidistant und diskret registriert werden, kann die zeitliche Verschiebung τ bei der Berechnung der Autokovarianzfunktion dargestellt werden als

$$\tau = k \cdot \Delta t \quad , \quad (III,1.1)$$

wobei Δt der zeitliche Abstand zwischen den einzelnen Messungen und k ein Laufparameter sind.

Die Autokovarianzfunktion C_{xx} hängt mit den obigen Voraussetzungen dann nur noch von k ab und sieht folgendermaßen aus:

$$C_{xx}(k) = \frac{1}{N-k} \sum_{i=1}^{N-k} (x_i - \bar{x}) \cdot (x_{i+k} - \bar{x}), \quad k = 0, 1, \dots, M \quad . \quad (III,1.2)$$

Dabei sind N die Gesamtanzahl der Einzelwerte, k die Verschiebung und $\bar{x}$ der Mittelwert

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad . \quad (\text{III}, 1.3)$$

Das $C_{xx}(k)$ liefert durch die Fouriertransformation ein Energiespektrum. Für ein diskretes $C_{xx}(k)$ lautet die Fouriertransformation:

$$E(0) = \frac{1}{2M} \left[C_{xx}(0) + \sum_{k=1}^{M-1} D(k) \cdot C_{xx}(k) \right]$$

$$E(h) = \frac{1}{M} \left[C_{xx}(0) + \sum_{k=1}^{M-1} D(k) \cdot C_{xx}(k) \cdot \cos \frac{\pi h k}{M} \right], \quad h = 1, 2, \dots, M-1$$

$$E(M) = \frac{1}{2M} \left[C_{xx}(0) + \sum_{k=1}^{M-1} D(k) \cdot C_{xx}(k) \cdot (-1)^k \right] \quad . \quad (\text{III}, 1.4)$$

Dabei bedeuten $E(h)$ das Energiespektrum bei den Frequenzpunkten $f(h) = \frac{h}{2M\Delta t}$, $D(k)$ eine Filterfunktion, die die Fouriertransformation ermöglicht, d.h. das Fourierintegral existiert. Das in dieser Arbeit verwendete Filter, in der Literatur /3/ auch "hanning" genannt, wird durch die Funktion

$$D(k) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left(1 + \cos \frac{\pi k}{M} \right) & \text{für } 0 \leq k \leq M \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (\text{III}, 1.5)$$

dargestellt. Das Filter hat als Fouriertransformierte verhältnismäßig kleine Nebenmaxima, z.B. im Vergleich zum Rechteckfilter /3/. Andere Filter sind in /1/, /3/, /15/ aufgeführt.

III.2 Kreuzkovarianzfunktion, Kospektrum und Quadraturspektrum

Bei zwei Variablen x und y kann man einmal x und das anderemal y verschieben. Mit den oben angeführten Bedingungen lauten die Kovarianzen C_{xy} und C_{yx} :

$$C_{xy}(k) = \frac{1}{N-k} \sum_{i=1}^{N-k} (x_i - \bar{x}) \cdot (y_{i+k} - \bar{y}), \quad k = 0, 1, \dots, M \quad (\text{III}, 2.1),$$

$$C_{yx}(k) = \frac{1}{N-k} \sum_{i=1}^{N-k} (x_{i+k} - \bar{x}) \cdot (y_i - \bar{y}), \quad k = 0, 1, \dots, M \quad (\text{III}, 2.2),$$

$$\text{mit } \bar{y} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i \quad (\text{III}, 2.3).$$

Wenn beide Funktionen $C_{xy}(k)$ und $C_{yx}(k)$ durch Addition bzw. Subtraktion verknüpft werden, erhält man den geraden ($G(k)$) bzw. den ungeraden Teil ($U(k)$) der Kreuzkovarianzfunktion:

$$G(k) = \frac{1}{2} [C_{xy}(k) + C_{yx}(k)] \quad (\text{III}, 2.4),$$

$$U(k) = \frac{1}{2} [C_{xy}(k) - C_{yx}(k)] \quad (\text{III}, 2.5).$$

Bei der Fouriertransformation wird der gerade Teil mit der cos-Funktion transformiert und liefert das sogenannte Kospektrum. Die Transformation des ungeraden Teils mit der sin-Funktion ergibt das Quadraturspektrum.

Das Kospektrum berechnet sich, wie folgt:

$$Z(0) = \frac{1}{2M} \left[G(0) + \sum_{k=1}^{M-1} D(k) \cdot G(k) \right]$$

$$Z(h) = \frac{1}{M} \left[G(0) + \sum_{k=1}^{M-1} D(k) G(k) \cdot \cos \frac{\pi kh}{M} \right], \quad 0 < h < M-1$$

$$Z(M) = \frac{1}{2M} \left[G(0) + \sum_{k=1}^{M-1} D(k) G(k) \cdot (-1)^k \right] \quad (\text{III}, 2.6),$$

und das Quadraturspektrum ergibt sich aus

$$Q(0) = \frac{1}{2M} U(0) = 0$$

$$Q(h) = \frac{1}{M} \left[\sum_{i=1}^{M-1} D(k) \cdot U(k) \sin \frac{\pi h k}{M} \right], \quad 0 < h < M-1$$

$$Q(M) = \frac{1}{2M} U(0) = 0 \quad (\text{III}, 2.7)$$

Die obigen Spektren sind spektrale Dichten in

$$\frac{\text{Einheiten von } x^2 \text{ bzw. } y^2}{\text{Frequenzintervall } \frac{1}{2M\Delta t}}$$

$$\text{bzw.} \quad \frac{\text{Einheit von } x \text{ mal Einheit von } y}{\text{Frequenzintervall } \frac{1}{2M\Delta t}} .$$

Es ist allgemein üblich, die spektralen Werte auf das Einheitsfrequenzintervall zu beziehen.

III.3 Amplitude, Phasenwinkel, Kohärenz

Das Ko- und Quadraturspektrum können als Komponenten einer komplexen Größe, dem Kreuzspektrum, aufgefaßt werden:

$$K(f) = Z(f) - iQ(f) . \quad (\text{III}, 3.1)$$

Dabei sind $K(f)$ das Kreuzspektrum und f die Frequenz ($f = \frac{h}{2M\Delta t}$).

Daraus folgt, daß man $K(f)$ auch darstellen kann durch

$$K(f) = |K(f)| \cdot e^{-i\theta(f)} \quad , \quad (\text{III},3.2)$$

mit $\theta(f)$ als Phasenwinkel und $|K(f)|$ als Amplitude, d.h.

$$|K(f)| = \left[Z^2(f) + Q^2(f) \right]^{1/2} \quad (\text{III},3.3)$$

und
$$\theta(f) = \arctan \left[\frac{Q(f)}{Z(f)} \right] \quad (\text{III},3.4)$$

Außerdem kann man einen frequenzabhängigen Korrelationskoeffizienten zwischen den Größen x und y definieren, der Kohärenz genannt wird. Die quadratische Kohärenz $\text{Coh}^2(f)$ ist definiert durch

$$\text{Coh}^2(f) = \frac{|K(f)|^2}{E_x(f) \cdot E_y(f)} \quad , \quad (\text{III},3.5)$$

wobei $E_x(f)$ und $E_y(f)$ die Energiespektren der Größen x und y sind. Die Vorzeichen von $Z(f)$ und $Q(f)$ bestimmen, in welchem Quadranten der Phasenwinkel $\theta(f)$ liegt.

Da man die Phasenbeziehung nur eindeutig bei einer Kohärenz von 1 feststellen kann, diese aber bei den vorliegenden Messungen immer < 1 ist, soll der Phasenwinkel nicht weiter diskutiert werden.

III.4 Fehlerbetrachtung

Um eine Aussage über die Genauigkeit der berechneten Spektren zu erhalten, wird die χ^2 -Verteilung herangezogen, da angenommen wird, daß die Meßgrößen in erster Näherung normalverteilt sind. Mittels χ^2 -Verteilung werden die Konfidenzgrenzen bestimmt /1/, die nach

$$w \left[\frac{\chi^2_{n; 1-\alpha/2}}{n} \cdot S^2 \leq s^2 \leq \frac{\chi^2_{n; \alpha/2}}{n} \cdot S^2 \right] = 1 - \alpha \quad (\text{III}, 4.1)$$

berechnet werden. Dabei sind w und α die Wahrscheinlichkeiten, mit welcher andere unter gleichen Bedingungen gemessene Spektren innerhalb oder außerhalb des im Klammerausdruck angegebenen Intervalls liegen. Die Intervallgrenzen, d.h. die Konfidenzgrenzen hängen neben α , das üblicherweise mit einem bestimmten Wert, z.B. 0,2 vorgegeben wird, von der Zahl der Freiheitsgrade n ab, für die näherungsweise

$$n = \frac{2N}{M} \quad (\text{III}, 4.2)$$

gilt. (N : Gesamtanzahl der Einzelwerte, M : maximale Anzahl der Verschiebungen bei der Berechnung der Auto- bzw. Kreuzkovarianzfunktion).

Manchmal ist es zweckmäßig, vor allem für die Planung der Meßdauer, den mittleren quadratischen Fehler μ bzw. dessen Normierung durch den Mittelwert $\bar{x}$ zu betrachten.

Er ist folgendermaßen definiert:

$$\mu^2 = \frac{\sigma^2}{\bar{x}^2}, \quad (\text{III}, 4.3)$$

mit σ^2 als Streuung.

Es gilt im diskreten Fall /1/

$$\mu^2 = \frac{M}{N} \quad (\text{III}, 4.4)$$

Damit kann man, wenn eine bestimmte Genauigkeit gefordert wird, die notwendige Meßdauer bestimmen.

Auf andere in der Literatur (z.B. L. Hasse /12/, B.A. Silverman /23/) bereits diskutierte Meßfehler soll hier nicht weiter eingegangen werden. Jedoch ist es erforderlich, den Einfluß des Digitalisierungsfehlers noch näher zu untersuchen.

Nimmt man an, daß der maximale Digitalisierungsfehler von ± 1 Meßeinheit statistisch verteilt ist, so liefert das in den Spektren, die aus solchen Meßwerten bestimmt wurden, ein weißes Rauschen, d.h. eine konstante spektrale Energiedichte, die den Spektren des eigentlichen Signals überlagert ist. Ebenso leisten alle anderen nicht zeitlich konstanten Meßfehler einen Beitrag zum Spektrum.

Um die Größe des Rauschens bei den Spektren der Lufttemperatur T bestimmen zu können, wurden drei Meßversuche gemacht. Der erste: Das Energiespektrum von einem Normwiderstand von $100\ \Omega$, der ventiliert im Zimmer untergebracht war und durch den 1 m A Strom floß. Dadurch konnten die Widerstandsänderungen aufgrund der Lufttemperatur weitgehend ausgeschaltet werden.

Der zweite Meßversuch wurde mit der gleichen Anordnung unternommen, mit der auch die Messungen für die Spektren durchgeführt wurden. Anstatt mit Platindraht war der Meßfühler mit Manganindraht bespannt, und war außerdem stromlos. Mit diesem Versuch konnte man bestimmen, inwieweit äußere elektrische Störeinflüsse die Spektren verfälschen. Im dritten Versuch wurde beim gleichen Aufbau wie beim zweiten der Meßfühler mit dem Meßstrom von 1 m A beaufschlagt.

In Bild 2 sind die spektralen Energiedichten der drei Meßversuche aufgezeichnet. Die Abweichung für den Fall 3 stammt wahrscheinlich vom Einfluß der Lufttemperatur. Die übrigen zeigen fast den gleichen Verlauf. Aus den Spektren wurde σ^2 bzw. σ nach

$$\sigma^2 = \int_{n_1}^{n_2} \overline{fP(f)} \cdot d(\ln f) = \overline{fP(f)} \cdot \ln \frac{n_2}{n_1}$$

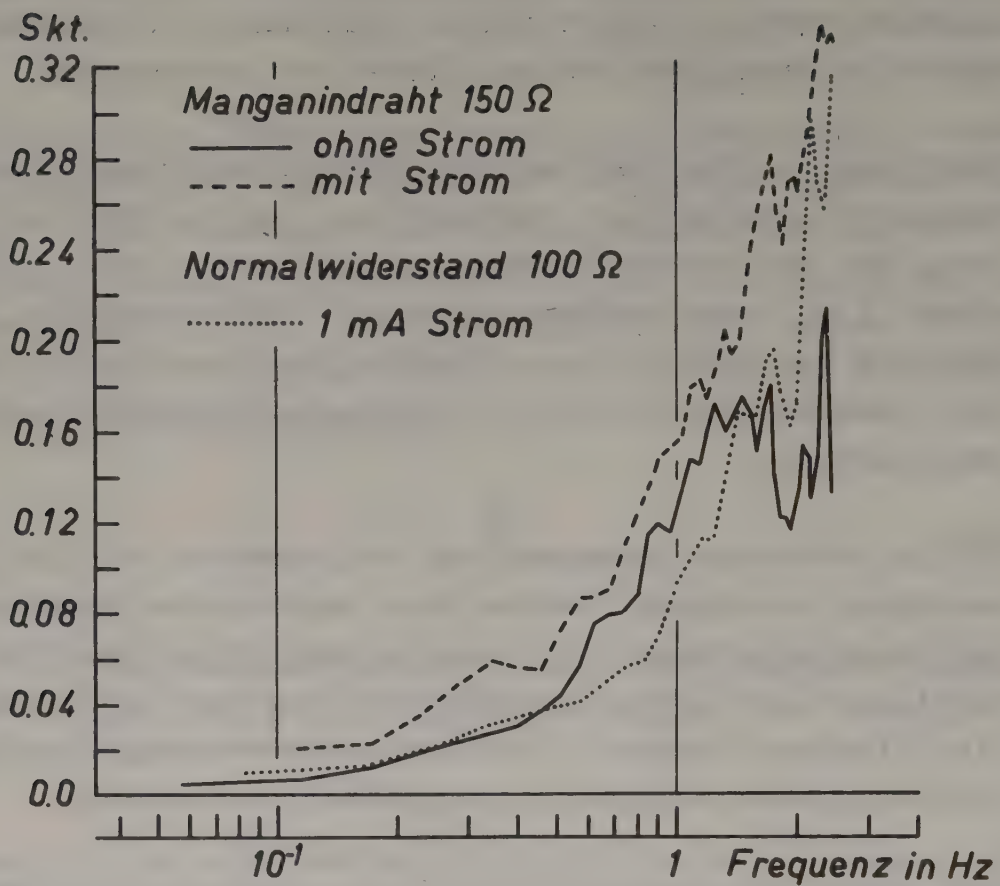


Bild 2 Spektren zu den Meßversuchen

berechnet. Dabei sind n_1 , n_2 die Frequenzgrenzen, $\overline{f \cdot P(f)}$ die mittlere spektrale Energiedichte in diesem Bereich, f die Frequenz und σ^2 die Varianz. Es ergab sich für

- | | | |
|---|--|---|
| 1 | $\sigma^2 = 0,25 \text{ Skt.}^2 \hat{=}$ | $\sigma = \pm 1,3 \cdot 10^{-2} \text{ grad}$ |
| 2 | $\sigma^2 = 0,24 \text{ Skt.}^2 \hat{=}$ | $\sigma = \pm 1,3 \cdot 10^{-2} \text{ grad}$ |
| 3 | $\sigma^2 = 0,35 \text{ Skt.}^2 \hat{=}$ | $\sigma = \pm 1,6 \cdot 10^{-2} \text{ grad}$ |

Aus den Energiespektren der Lufttemperatur lieferten die Meßläufe Nr. 3 (Diagramm 7*) $\sigma = \pm 0,12$ grd und Nr. 8 (Diagramm 8) $\sigma = \pm 0,05$ grd. Bei diesen Messungen tragen aber noch Temperaturschwankungen zur Streuung bei.

Beim Vertikalwind w betrug der Digitalisierungsfehler ± 1 Kontakt pro 240 ms, was zusammen mit der Eichkurve des Meßfühlers zu einer Streuung von $\sigma = \pm 0,05 \text{ ms}^{-1}$ führt. Aus den Energiespektren für w' folgt für Meßlauf Nr. 3 $\sigma = \pm 0,06 \text{ m s}^{-1}$ und Nr. 8 $\sigma = \pm 0,05 \text{ m s}^{-1}$.

Die σ -Werte aus den Energiespektren der Meßläufe wurden so gewonnen, daß ab dem tiefsten Wert des "Tales", d.h. etwa ab $n = 0,8$, zu den hohen Frequenzen ein mittleres $\overline{f \cdot P(f)}$ bestimmt wurde und daraus wie oben das σ . Diese beiden Meßläufe wurden deshalb ausgewählt, weil bei den nachts gemessenen Spektren das Rauschen das eigentliche Signal im Bereich höherer Frequenzen überwiegt.

*) Die Diagramme 1 - 17 befinden sich im Anhang.

IV. Diskussion der Ergebnisse

IV.1 Allgemeines

Nach der im vorhergehenden Abschnitt geschilderten Methode wurden die Daten bearbeitet. Tabelle 1 gibt eine Zusammenstellung der einzelnen Meßläufe.

Bei den Darstellungen der Spektren und der Kohärenz wurden die Punkte wie folgt eingezeichnet:

Tabelle 2

Meßlauf Nr. Frequenz in Hz

	von	bis	
1 - 9	$5,95 \cdot 10^{-3}$	$2,38 \cdot 10^{-1}$	Originalwerte
	$2,38 \cdot 10^{-1}$	$6,55 \cdot 10^{-1}$	Mittel von 10 Werten
	$6,60 \cdot 10^{-1}$	2,08	Mittel von 20 Werten
10 - 14	$1,39 \cdot 10^{-3}$	$5,42 \cdot 10^{-2}$	Originalwerte
	$5,56 \cdot 10^{-2}$	$1,51 \cdot 10^{-1}$	Mittel von 10 Werten
	$1,52 \cdot 10^{-1}$	$4,17 \cdot 10^{-1}$	Mittel von 20 Werten
15	$1,58 \cdot 10^{-7}$	$6,18 \cdot 10^{-6}$	Originalwerte
	$6,34 \cdot 10^{-6}$	$1,74 \cdot 10^{-5}$	Mittel von 10 Werten
	$1,76 \cdot 10^{-5}$	$6,82 \cdot 10^{-5}$	Mittel von 20 Werten
	$6,83 \cdot 10^{-6}$	$1,39 \cdot 10^{-4}$	Mittel von 50 Werten

Der Mittelwert wurde jeweils bei der mittleren Frequenz des betreffenden Frequenzintervalls eingezeichnet. In allen Darstellungen von Spektren ist $f \cdot P(f)$ gegen $\log f$ aufgetragen.

Zusätzlich wurde die Abszisse mit Ausnahme der Meßläufe 16/17 und 18/19 (Diagramm 13 und 14) in $\log n$ eingeteilt. Dabei bedeutet n

Tabelle 1

Meßlauf Nr.	Datum	Zeit in MEZ	Meßgrößen	Meßhöhen in m	$\bar{u}$ in m s ⁻¹ / R in 10 ⁰	Freiheits- grade	Faktoren der 5 % und 95 % Konfidenzgrenzen			Ri
1	1.7.68	13.34-14.37	T,w	4,10	3,9/7	89	0,78	-	1,26	- 0,08
2		15.24-16.26	T,w	4,10	3,8/7	88	0,78	-	1,26	- 0,07
3	1.7./2.7.68	23.39- 0.42	T,w	4,10	2,0/9	89	0,78	-	1,26	+ 0,39
4	3.7.68	12.54-13.25	T,w	4,10	3,2/33	44	0,68	-	1,37	- 0,14
5		14.25-14.56	T,w	4,10	4,9/31	44	0,68	-	1,37	- 0,80
6	5.7.68	12.24-13.27	T,w	4,10	2,1/6	90	0,78	-	1,26	- 0,04
7		14.30-15.33	T,w	1,80	2,3/6	89	0,78	-	1,26	- 0,24
8	8.7.68	0.05- 1.08	T,w	4,10	3,0/31	86	0,78	-	1,26	+42,40
9		20.45-21.48	T,w	4,10	1,1/0-1	85	0,78	-	1,26	+ 0,44
10	20.7.69	1.45- 3.45	T,w	50,00	3,1/24	38	0,66	-	1,40	+ 0,46
11	22.7./23.7.69	22.49- 1.28	T,w	50,00	3,9/9-6	40	0,66	-	1,39	+ 0,21
12	2.8.69	13.35-15.35	w,u	20,00	4,0/6	39	0,66	-	1,40	- 0,98
13	10.8./11.8.69	23.02- 2.02	T,w	50,00	4,1/9	40	0,66	-	1,39	+ 0,30
14	20.8.69	13.24-15.23	w,u	20,00	1,5/x	40	0,66	-	1,39	-33,23
15	1962/1963		u,v	50,00	4,6	40	0,66	-	1,39	
16	10.4.69	12.49-14.54	u _{50m} , u _{4m}	50,00	2,1/27	41	0,66	-	1,39	- 2,26
17	10.4.69	12.49-14.54	u _{50m} , u _{4m}	4,00	1,9/27	41	0,66	-	1,39	- 0,44
18	11.4.69	10.30-12.30	u _{50m} , u _{4m}	50,00	9,3/27	42	0,67	-	1,38	- 0,009
19	11.4.69	10.30-12.30	u _{50m} , u _{4m}	4,00	7,0/27	42	0,67	-	1,38	- 0,037

Zusammenstellung der einzelnen Meßläufe.

$\bar{u}$ = mittlere horizontale Windgeschwindigkeit, R = Windrichtung, Ri = Richardsonzahl

die dimensionslose Frequenz und berechnet sich zu $n = \frac{f \cdot z}{\bar{u}}$, wobei f die Frequenz, z die Meßhöhe und $\bar{u}$ die mittlere horizontale Windgeschwindigkeit sind. Mit dieser normierten Frequenz kann man besser Vergleiche anstellen, besonders wenn die Spektre bei verschiedenen Windgeschwindigkeiten und in verschiedenen Höhen gemessen wurden. Nach H.E. Cramer et al. /4/ lassen sich die Maxima bei $n = 0,01$ auf thermische und die bei $n = 0,1$ auf dynamische Turbulenz zurückführen.

In Diagramm 13 und 14 ist zusätzlich noch die Wellenzahl aufgetragen, da sich hier nicht die oben genannte Normierung wegen der verschiedenen Meßhöhen durchführen läßt.

In den Diagrammen sind die Energiespektren mit ES, die Kospektren mit Co S und die Quadratspektren mit Qu S bezeichnet.

Im folgenden werden jeweils für die einzelnen Fälle die Energie-Ko- und Quadratspektren zusammen diskutiert und deshalb in einem Bild dargestellt. Dabei zeigt bei den Ko- und Quadratspektren die zuerst aufgeführte Größe stets das x und die andere das y an, z.B. stellt bei $\overline{T'w'}$ T' das x und w' das y dar.

Aus der Definition der Kovarianz und dem Vorzeichen des Ko- und Quadratspektrums kann man bestimmen, in welchem Quadranten der Phasenwinkel θ liegt und folgende Tabelle aufstellen:

Tabelle 3

Quadratur-spektrum	Kospektrum	Phasenwinkel	Phasenbeziehung zwischen x und y	
+	+	$0 < \theta < \frac{\pi}{2}$	y eilt x um θ	voraus
+	-	$\frac{\pi}{2} < \theta < \pi$	x " $-y$ " $\pi - \theta$	"
-	-	$\pi < \theta < \frac{3}{2}\pi$	y " $-x$ " $\theta - \pi$	"
-	+	$\frac{3}{2}\pi < \theta < 2\pi$	x " y " $2\pi - \theta$	"

x läuft y um den Phasenwinkel θ voraus bedeutet, daß ein Wert zuerst bei x auftritt und dann erst bei y. Wenn man z.B. annimmt, daß sowohl x als auch y einer Sinusfunktion gehorchen, so heißt das Voreilen, daß x bereits den Wert besitzt, der mit $\sin \theta$ gekoppelt ist, wenn bei y der Wert 0 vorhanden ist. Demgemäß herrscht also eine Phasenverschiebung von $\pi/2$, wenn x mit einer Sinus- und y mit einer Cosinusfunktion verknüpft ist.

Mit Hilfe der Tabelle 3 werden in den folgenden Abschnitten die Ko- und Quadraturespektren diskutiert werden.

IV.2 Die Spektren von T' und w'

In diesem Teil bedeuten T' (= x) die Schwankungen der Lufttemperatur und w' (= y) die des Vertikalwindes. Er ist positiv definiert, wenn er zur Erdoberfläche weht.

In der Literatur wurden Energie- und Kospektren von T' und w' schon öfters diskutiert. Das Integral über das Kospektrum beschreibt den Strom fühlbarer Wärme bis auf eine multiplikative Konstante. Er stimmt für die hier untersuchten Fälle größenordnungsmäßig mit den Werten überein, die G. Berz /2/ während vergleichbarer Lagen für die Station in Garching berechnete. Der Wärmestrom soll hier nicht weiter betrachtet werden, sondern das Gewicht auf die Interpretation von Spektren, besonders von Ko- und Quadraturespektren gelegt werden.

Bei den Spektren macht sich besonders bei stabiler Luftschichtung das Rauschen bemerkbar, so daß eine Interpretation von ihnen für die dimensionslose Frequenz $n > 0,5$ nicht möglich ist. Bei labiler Schichtung fällt es nicht so sehr ins Gewicht, weil das Signal größer als das Rauschen ist. Wie man aus den Darstellungen der Spektren von T' und w' sieht, erfassen diese alle den Bereich, in welchem die Turbulenz durch die Scherung der Strömung erzeugt wird (dynamische Turbulenz), während der im allgemeinen bei kleineren Wellenzahlen liegende Produktionsbereich, in welchem durch Auftriebskräfte ausgelöste Bewegungen turbulente Energie erzeugen (thermische Turbulenz), nur zum Teil erfaßt wird.

Die folgenden Spektren beziehen sich auf labile und stabile Situationen. Der prinzipiell unterschiedliche Charakter bezüglich der Temperaturinhomogenitäten zeigt sich deutlich an den Messungen von L.G. McAllister et al. /16/, die mittels eines akustischen Sondierungsverfahrens Zeit-Höhen Diagramme der Intensität von Temperaturschwankungen im Wellenzahlenbereich von 5 m^{-1} gemessen haben. Die Bilder 3 und 4 weisen darauf hin, wie unterschiedlich die Verhältnisse bei stabiler und labiler Schichtung sein können. Im stabilen Fall können z.B. wellenförmige Schichten größerer Intensität auftreten (Bild 3), während man bei Labilität (Bild 4) deutliche Vertikalstrukturen erkennt, die durch Konvektion entstehen.

Die in dieser Arbeit gemessenen Kospektren besitzen im allgemeinen bei labiler Schichtung negative Werte, was einem nach oben gerichteten Strom fühlbarer Wärme entspricht. Das Quadraturspektrum zeigt einen negativen glockenförmigen Verlauf (Diagramm 1-6). Bis auf die Meßläufe 5 und 6 (Diagramm 4 und 5) wechselt das Vorzeichen des Quadraturspektrums bei $n \approx 0,04$. Nach der Tabelle 3 im vorigen Abschnitt folgt für negatives Kospektrum und positives Quadraturspektrum, daß T' dem $-w'$ vorausläuft. Da man sich in diesem Teil des Spektrums im Konvektionsteil befindet, läßt das folgende Deutung zu: In der Schicht zwischen dem Boden und der Meßhöhe, und eventuell auch höher hinauf, erwärmt sich die Luft über den zeitlichen Mittelwert - positives T' - solange, bis sich dieses Luftpaket ablöst, d.h. bis an dieser Stelle ein Aufwind - negatives w' - entsteht. Hier ist also die gemessene Phasenbeziehung gleichbedeutend mit einer der Ursache - Temperaturabweichung - verzögert folgenden Wirkung - negatives w' -.

Im Bereich der Konvektion erreicht die Kohärenz zwischen T' und w' i.a. ihre größten Werte, da bei der Konvektion Temperaturabweichung und Vertikalgeschwindigkeit ursächlich miteinander verknüpft sind.

Bei $n > 0,1$, dem Bereich der dynamischen Turbulenz, ergibt sich nach dem Vorzeichenschema für Ko- und Quadraturspektren, daß

Bild 3 Zeit-Höhendiagramme der an einer ortsfesten Station vorbeidriftenden Temperaturinhomogenitäten der Wellenzahl 5 m^{-1} , wie sie durch eine akustische Sondierungsmethode von L.G. McAllister et al. /16/ bei stabiler Schichtung beobachtet wurden. Die Kurven in der Darstellung zeigen den gleichzeitigen Verlauf der horizontalen Windgeschwindigkeit und der Temperatur in 70 m Höhe.

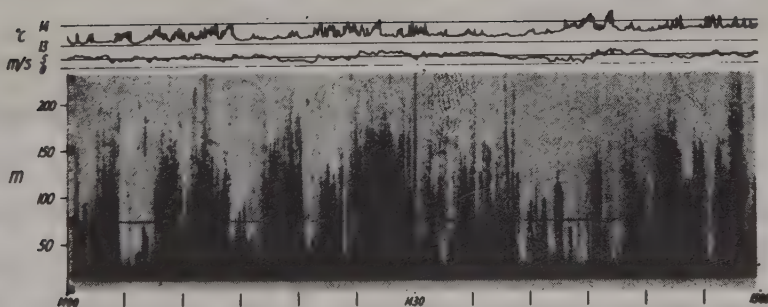
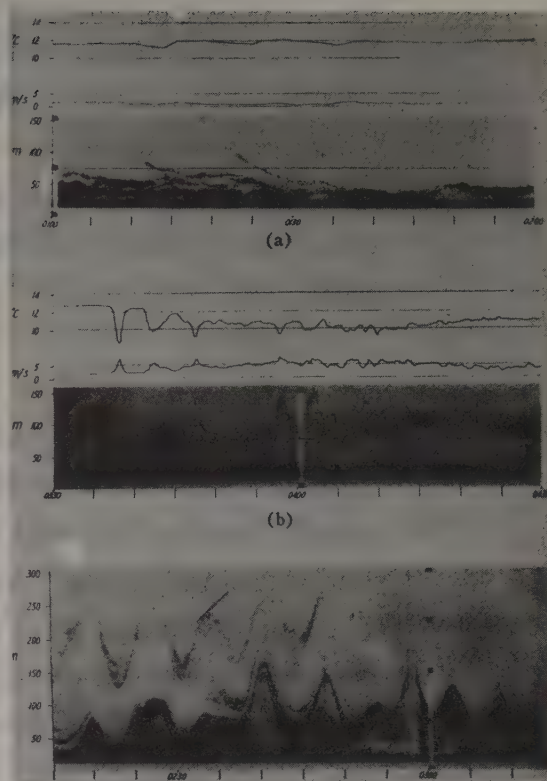


Bild 4 Eine Sondierung mit der gleichen Methode (L.G. McAllister et al. /16/) bei labiler Schichtung.

-w' der Temperaturabweichung T' vorausseilt. In diesem Fall lautet die Deutung, daß durch dynamische Turbulenz ein w' hervorgerufen wird, das - je länger es dauert - Luft aus immer weiter entfernten Höhen in die Meßhöhe bringt. Damit ist erklärbar, daß die Abweichung der Lufttemperatur der vertikalen Windgeschwindigkeit mit einer Phasenverzögerung folgt. Wegen der labilen Schichtung ist ein positives T' mit einem negativen w' und umgekehrt gekoppelt.

In diesem Spektralbereich ist also die durch die Windscherung erzeugte Turbulenz bzw. die dadurch bewirkten Vertikalbewegungen, die Ursache für die Schwankung der Temperatur in der Meßhöhe. Im strengen Sinn stehen beide jedoch nicht in einer Ursache - Wirkung Beziehung, da eine positive Temperaturabweichung einer aufwärtsgerichteten Bewegung nur im Mittel wegen des entsprechenden mittleren Temperaturprofiles zugeordnet ist. Deswegen ist die Kohärenz zwischen T und w in diesem Bereich auch kleiner als für den Konvektionsfall.

Aufgrund dieser Überlegungen und der Meßergebnisse folgt, daß das Quadraturspektrum eine Möglichkeit bietet, den durch dynamische Turbulenz bewirkten Transport fühlbarer Wärme von dem durch Konvektion bewirkten Strom besser zu trennen als das bislang möglich war, d.h. jene Gebiete im Spektrum zu lokalisieren, wo der eine oder der andere Prozeß überwiegt.

Die Fälle mit stabiler Temperaturschichtung sind in den Diagrammen 7-12 dargestellt. Im Bereich der dynamisch, d.h. durch die Scherung erzeugten Turbulenz, sind die Verhältnisse analog zu denen im labilen Fall zu deuten. Die positiven Werte des Kospektrums, die einem abwärtsgerichteten Strom fühlbarer Wärme entsprechen, treten hier gekoppelt mit positiven Werten des Quadraturspektrums auf. Nach der Tabelle 3 bedeutet dies, daß die Vertikalgeschwindigkeit der Temperaturabweichung vorausseilt. Bei hohen Frequenzen macht sich in den Energiespektren das Rauschen bemerkbar, worauf schon hingewiesen wurde. Da das Rauschen in den beiden Parametern T' und w' unabhängig voneinander ist, nimmt die Kohärenz prak-

tisch den Wert 0 an, besonders deutlich ist dies in den Diagrammen 7, 8 und 9 zu sehen. Erst ab etwa $f \approx 2 \cdot 10^{-1}$ Hz nimmt die Kohärenz von 0 verschiedene Werte an.

So wie im labilen Fall für $n \approx 0,1$ die Konvektion beobachtet werden kann, zeigen auch die Ko- und Quadraturspektren für die stabilen Situationen ein deutlich anderes Verhalten für $n \approx 0,1$. Es ergeben sich positive Werte für das Kospektrum und negative für das Quadraturspektrum.

Da in den Analogregistrierungen der Lufttemperatur an der Meßstation nachts häufiger ein wellenförmiger Verlauf beobachtet wurde, wurden speziell für solche Situationen die Spektren untersucht, die in den Diagrammen 9, 10 und 11 dargestellt sind. Für den Fall des Meßlaufes 9, Diagramm 9, ist in Bild 5 ein solcher Temperaturverlauf abgebildet. An anderen Stationen wurden, allerdings in etwas größerer Höhe echte Wellen und damit verbundene Orbitalbewegungen bei Inversionslagen beobachtet /5/, /10/.

Für eine solche Wellenbewegung in stabilgeschichteter Atmosphäre gilt

$$T' \sim l \quad , \quad (IV,2.1)$$

wenn man die Auslenkung aus der Ruhelage nach unten positiv rechnet.

Da die Vertikalgeschwindigkeit aus

$$w' \sim \dot{l} \quad , \quad (IV,2.2)$$

folgt, ergibt sich bei einem Sinusansatz für l , d.h.

$$l \sim \sin \omega t \quad (IV,2.3)$$

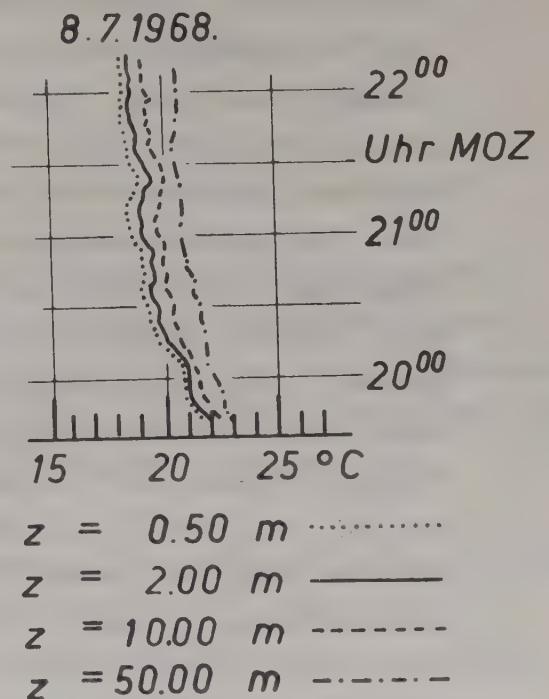


Bild 5 Temperaturregistrierung vom 8.7.1968

für die Vertikalgeschwindigkeit

$$w' \sim \cos \omega t ,$$

(IV,2.4)

und damit sollten solche Wellen wegen der um 90° phasenverschobenen Beziehung zwischen T' und w' keinen Beitrag zum Kospektrum, jedoch einen positiven Beitrag zum Quadraturspektrum, liefern.

In den beobachteten Spektren bei stabilen Lagen konnte ein solches Verhalten nicht nachgewiesen werden, obwohl die Fälle 9, 11 und 13 gerade deswegen untersucht wurden, weil die Temperaturregistrierung solche Wellen vermuten ließ.

Hingegen zeigen alle beobachteten Spektren bei stabiler Schichtung im Bereich $n \approx 10^{-1}$ negative Werte des Quadraturspektrums, verknüpft mit positiven Werten des Kospektrums. Entsprechend der Lage im Spektrum muß dieser Bereich Strukturen zugeordnet werden, die groß sind im Verhältnis zur Meßhöhe. Da aus dem Vorzeichen von Ko- und Quadraturspektren nach der Tabelle 3 folgt, daß in diesen Fällen eine positive Temperaturabweichung einer abwärtsgerichteten Vertikalgeschwindigkeit voraussetzt, muß man zur Deutung annehmen, daß durch Turbulenz in Höhen über der Meßhöhe, die bis in die Meßhöhe hineinreicht, z.B. Luft von oben nach unten zur Meßhöhe transportiert wird. Diese Luft hat nicht nur eine positive Temperaturabweichung in der Meßhöhe zur Folge, sondern auch wegen der im Mittel nach oben zunehmenden Windgeschwindigkeit eine höhere Horizontalgeschwindigkeit als es dem Mittelwert in dieser Schicht entspricht, d.h. in der Meßhöhe wird diese wärmere Luft der mittleren Strömung vorausseilen. Oder anders ausgedrückt, diese Luft bewegt sich auf einer gekrümmten Bahn abwärts, so daß bei dem Vorbeidriften an dem Meßfühler zunächst eine positive Temperaturabweichung, verknüpft mit höherer Horizontalgeschwindigkeit, und erst im späteren Verlauf wegen der Bahnkrümmung auch eine positive Vertikalkomponente beobachtet werden müßte. Das würde erklären, warum in dem Spektralbereich, der relativ großen Strukturen zuzuordnen ist, nach den Messungen ein $+T'$ einem $+w'$ voraussetzt. Bemerkenswert sind außerdem die in diesem Spektralbereich relativ großen Werte der Kohärenz.

Für die Beurteilung des Verhaltens der Spektren bei den niedrigsten dargestellten Frequenzen muß man berücksichtigen, daß in dem letzten dargestellten Wert infolge der Bearbeitungsmethode alle Beiträge zu den Varianzen und Kovarianzen erfaßt werden, die zwar noch in der beobachteten Zeitreihe enthalten, aber kleiner als die letzte dargestellte Frequenz sind.

Zum Teil ergaben sich bereits für den letzten dargestellten Wert Beträge, die außerhalb des für die Diagramme gewählten Ordinatenmaßstabes fielen, weswegen einige Spektren scheinbar früher abbrechen, z.B. Kurve 2 in Diagramm 8. Aus diesen Gründen wird das Verhalten der Spektren im letzten Punkt des niederfrequenten Teiles nicht diskutiert.

Das Maximum des Energiespektrums für T' des Meßlaufes 11 bei $n = 2$ kann nicht erklärt werden.

Es zeigt sich, daß Ko- und Quadratspektren einen weiteren Einblick in die Turbulenz gestatten. Deshalb wurde die Interpretation auf sie beschränkt und die Energiespektren als Ergänzung beigegeben.

IV.3 Die Spektren von u'_{50m} und u'_{4m}

In diesem Teil werden die Spektren von u'_{50m} und u'_{4m} behandelt, das sind die Schwankungen der horizontalen Windgeschwindigkeit in 50 m bzw. 4 m Höhe. Unter der Wellenzahl k in diesem Abschnitt wird immer $k = 2\pi f/\bar{u}$ verstanden, wobei $\bar{u}$ der Mittelwert aus den mittleren Windgeschwindigkeiten in 50 m und 4 m Höhe ist.

Beim Meßlauf 16/17 (Diagramm 13) handelt es sich um einen labilen Fall mit schwachem Wind, während Meßlauf 18/19 (Diagramm 14) einen Starkwindfall darstellt, d.h. es besteht fast nur dynamische Turbulenz im Frequenzbereich, der beobachtet wurde.

Das Energiespektrum von u'_{4m} des Meßlaufes 17, das in Diagramm 13 dargestellt ist, zeigt ein Maximum bei der Wellenzahl

$k = 9,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$, das entspricht einer dimensionslosen Frequenz von $n = 6 \cdot 10^{-3}$, d.h. man befindet sich im Bereich der thermischen Turbulenz. In 50 m Höhe wurde dieser Bereich nicht mehr erfaßt und daher nur das Maximum angedeutet.

Im Trägheitsbereich des Turbulenzspektrums gilt das $-5/3$ -Gesetz nach Kolmogorov. Beim Meßlauf 16/17 herrscht eine kleine Windgeschwindigkeit und Labilität, die turbulente Energie stammt also in diesem Bereich hauptsächlich von der freien Konvektion. Nach den hohen Frequenzen hin kommt man daher in den Trägheitsbereich und das $-5/3$ -Gesetz muß erfüllt sein. In Diagr. 13 ist $f^{-2/3}$ eingezeichnet, weil auf der Ordinate $f \cdot P(f)$ aufgetragen ist. Dabei zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit dem $-5/3$ -Gesetz. Bei $k \approx 0,1 \text{ m}^{-1}$ ist in 50 m Höhe die dynamische Produktion noch deutlich zu erkennen, da hier die spektrale Energiedichte nicht kleiner wird.

Im Gegensatz dazu wird bei hoher Windgeschwindigkeit (Meßlauf 18/19) turbulente Energie im wesentlichen durch Scherung erzeugt. Die dynamische Turbulenz liegt etwa bei $n = 0,1 / 4/$. Diagramm 14 zeigt die Energiespektren bei einer Starkwindlage. Im dargestellten Bereich von ca. $k = 2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ bis ca. $k = 2 \cdot 10^{-1} \text{ m}^{-1}$ entspricht der Verlauf der Energiespektren nicht so gut dem $-2/3$ -Gesetz. Die dynamische Produktion bei $2 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$ (normiert mit der Windgeschwindigkeit $\frac{u_{50m} + u_{4m}}{2}$) ist wesentlich größer als beim Schwachwindfall (Diagramm 13).

Der Bereich von $k = 10^{-2} \dots 10^{-1} \text{ m}^{-1}$ von Diagramm 14 ist zur besseren Interpretation in Bild 6 im Detail dargestellt worden. Das Minimum des Kospektrums bei der Wellenzahl $k = 3,2 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$ ist verknüpft mit einem leicht negativen Wert des Quadraturspektrums. Nach Definition heißt das, daß u'_{4m} dem $-u'_{50m}$ vorausseilt. Eine mögliche Deutung besteht darin, daß man sich einen Wirbel zwischen den beiden Meßfühlern vorstellt. Bild 7 zeigt schematisch die Lage von verschiedenen großen Wirbeln in Bezug auf die Meßfühler. Dabei ist die Achse des Wirbels bei a zwischen den Meßfühlern, bei b gerade in Höhe von 50 m, der Höhe des oberen Meßfühlers und bei c liegt die Achse über den beiden Meßhöhen.

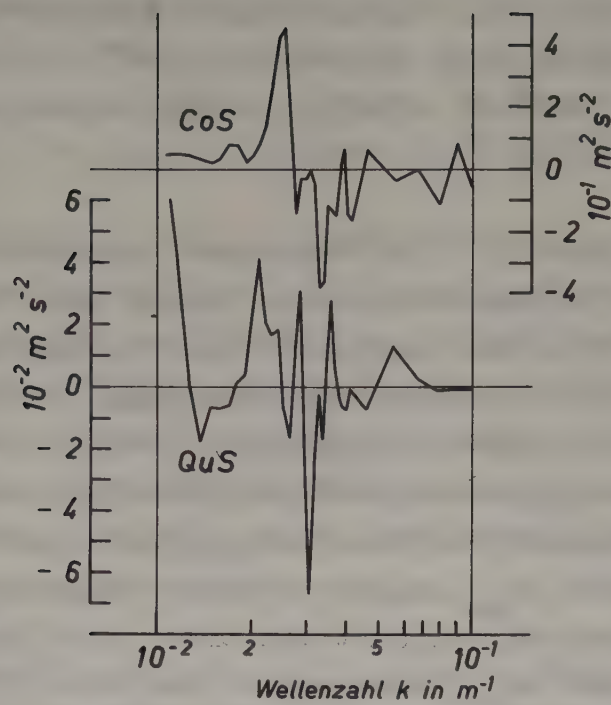


Bild 6 Ko- und Quadraturspektrum des Meßlaufes 18/19 (Teil)

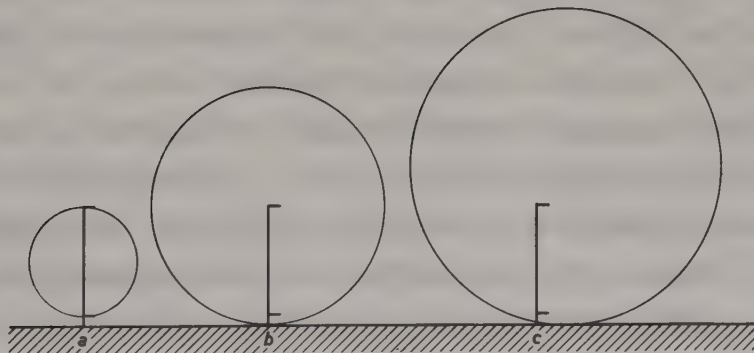


Bild 7 Skizze über die Lage von Wirbeln. Erläuterung siehe Text.

Bei der verwendeten Meßanordnung ergeben sich folgende Wirbelradien r , und die dazugehörigen Wellenzahlen k für die obigen Fälle sind: $r = 23 \text{ m}$, $k = 4,3 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$ (Fall a), $r = 50 \text{ m}$, $k = 2,0 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$ (Fall b) und $r \geq 50 \text{ m}$, $k \leq 2,0 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$ (Fall c).

Bei $k = 3,2 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$ befindet sich die Achse des Wirbels zwischen den beiden Meßfühlern. Durch den Wirbel wird von einer größeren Höhe ein Luftpaket nach unten transportiert. Die Abweichung von der mittleren Strömung ist bei gleicher Entfernung, die das Luftpaket zurückgelegt hat, in niedrigerer Höhe wegen des logarithmischen Windprofils größer als die in größerer Höhe. Beim Transport von oben nach unten ergibt sich also ein schneller anwachsendes $u'_{4\text{m}}$ gegenüber einer langsameren Abnahme von $u'_{50\text{m}}$ beim Transport von Luft von unten nach oben. Das wirkt so, als ob das $u'_{4\text{m}}$ dem $-u'_{50\text{m}}$ vorausseilt. Bei $k = 2,3 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$ sind beide, das Ko- und Quadraturspektrum, positiv, d.h. $u'_{4\text{m}}$ eilt dem $u'_{50\text{m}}$ voraus. Man kann sich die Wirbel so groß denken, daß Fall c von Bild 7 eintritt. Die beiden Meßfühler liegen auf der gleichen Seite. Wenn sich der Wirbel um einen bestimmten Winkel dreht, so stammt das Luftpaket, das zum unteren Meßfühler gelangt aus größerer Entfernung, als jenes welches zum oberen Meßfühler kommt, da dieser näher an der Wirbelachse liegt. D.h. man bekommt in 4 m ein schneller anwachsendes u' als in 50 m, was wieder einer Phasenverschiebung gleichkommt. Der Übergang liegt bei einer höheren Wellenzahl k als für Fall (b) angegeben wurde, weil noch die Höhe des unteren Meßfühlers berücksichtigt werden muß. Damit stimmt die beobachtete Übergangswellenzahl mit der aus dem Modell abgeleiteten im großen und ganzen überein.

Dazwischen liegt eine Übergangszone, wo das Zentrum des Wirbels gerade bei 50 m liegt. Das Ko- und Quadraturspektrum haben bei $k = 2,7 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$ kleine Werte, was dem Übergang entspricht, denn ein Wirbel mit der Achse in 50 m Höhe liefert keine Beiträge zu u' in dieser Höhe, sondern nur zu w' . Falls aber nicht beide Meßfühler in der gleichen Turbulenzstruktur liegen, oder falls ein Meßfühler, wie beschrieben, keine u' -Komponente mißt, ist kein

Beitrag im Ko- und Quadraturspektrum zu erwarten. Der Meßlauf 16/17 (Diagramm 13) zeigt bei $k \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$ einen ähnlichen Verlauf wie Meßlauf 18/19 und kann wie oben gedeutet werden, jedoch muß berücksichtigt werden, daß die geringere Auflösung von vorn herein nicht die gleiche Feinstruktur sichtbar machen kann.

Das Quadraturspektrum für den Meßlauf 16/17 nimmt bei $k = 10^{-2} \text{ m}^{-1}$ negative Werte an, während das Kospektrum positiv bleibt. Bei freier Konvektion gibt es Gebiete, wo Luftpakete aufsteigen. Durch das entstandene Druckgefälle strömt horizontal Luft nach und erreicht in der oberen Luftschicht wegen der geringeren Reibung schneller eine höhere Windgeschwindigkeit als in niedrigerer Höhe, d.h. u'_{4m} hängt dem u'_{50m} nach, was aus den Vorzeichen von Ko- und Quadraturspektren folgt.

Der Fall der freien Konvektion ist im Meßlauf 18/19 noch angedeutet, jedoch bei kleineren Wellenzahlen als bei 16/17. Das ist auch zu erwarten, denn bei 16/17 war die Höhe der untersten Inversion nach dem Radiosondenaufstieg von München-Riem vom 10.4.1969, 12 Uhr, 540 m über dem Erdboden, während sie bei 18/19 bei 1550 m (München-Riem, 11.4.1969, 12 Uhr) lag. Vergleicht man die Frequenz, bei der der markante Anstieg zum Konvektionsteil in den Spektren stattfindet (16/17: $f = 7 \cdot 10^{-3} \text{ Hz}$, 18/19: $f = 2,8 \cdot 10^{-3} \text{ Hz}$), so verhalten sich diese wie die reziproken Höhen der Inversionen. Die großräumigen Vorgänge, d.h. die großen Vertikalbewegungen, driften nicht mit der mittleren Strömung in der Meßhöhe, sondern ihre Horizontalbewegung ist durch die Windgeschwindigkeit im gesamten Bereich ihrer Vertikalerstreckung bestimmt. Daher ist hier eine Normierung der gemessenen Frequenzen mit der mittleren Windgeschwindigkeit in der Meßhöhe nur beschränkt sinnvoll, weswegen zur Diskussion in diesem Bereich die Frequenzen herangezogen wurden.

Weiterhin ist bemerkenswert, daß in beiden Fällen entsprechend der angegebenen Deutung die Kohärenz für Wellenzahlen, die größer als der reziproke Wert der Höhendifferenz der beiden Meßhöhen sind, d.h. für $k > \frac{1}{46} \text{ m}^{-1} = 2,2 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$, praktisch gleich

Null ist. Für kleinere Wellenzahlen wächst die Kohärenz rasch an.

IV.4 Die Spektren von u' und v'

Dieser Abschnitt behandelt die Stundenmittel der horizontalen Windgeschwindigkeit, die in zwei orthogonale Komponenten zerlegt wurden, wobei u als Ostwind und v als Südwind definiert sind. Daraus wurde für jede Komponente der Mittelwert gebildet und die Abweichungen u' bzw. v' davon in der üblichen Form berechnet. Für u ergab sich ein Mittelwert von $-1,0 \text{ m s}^{-1}$ und für v $-0,2 \text{ m s}^{-1}$. Bei der Gewinnung von Spektren entsprach u' dem x und v' dem y .

Den Tagesgang ($1,16 \cdot 10^{-5} \text{ Hz}$) kann man in allen Spektren (Diagramm 15) deutlich erkennen. Links davon liegen die synoptischen Schwankungen, rechts die kurzfristigen Änderungen. Eine Beschreibung von Energiespektren im langperiodischen Bereich wurde von C.D. Schönwiese /22/ und I. van der Hoven /25/ gegeben.

Im v' -Energiespektrum tritt der Tagesgang deshalb so deutlich hervor, weil der synoptische Anteil von v' im Gegensatz zu u' klein ist. Bild 8 zeigt die Windstatistik für den gleichen Zeitraum /21/. Ost- und Westwinde kommen am meisten und mit den größten Windgeschwindigkeiten vor. Die Zyklonenbahnen liegen meistens weit nördlich der Station. Durch den Alpeneinfluß und dadurch, daß die Meßstation im Normalfall von den Zyklonenkernen weit entfernt ist, treten selten starke Winde nördlicher oder südlicher Richtung auf, weshalb v' nur wenig zum Energiespektrum im synoptischen Bereich beiträgt.

Die Amplitude des Tagesganges weist eine jährliche Schwankung auf, die auch F. Fiedler /8/ und A.H. Oort und A. Taylor /17/ gefunden haben. F. Fiedler findet, daß im Winter der Tagesgang in den Energiespektren der horizontalen Windgeschwindigkeit fehlt und im Sommer stark ausgeprägt ist. Eine Aufzeichnung davon zeigt ein solches Verhalten /14/. Das entspricht einer

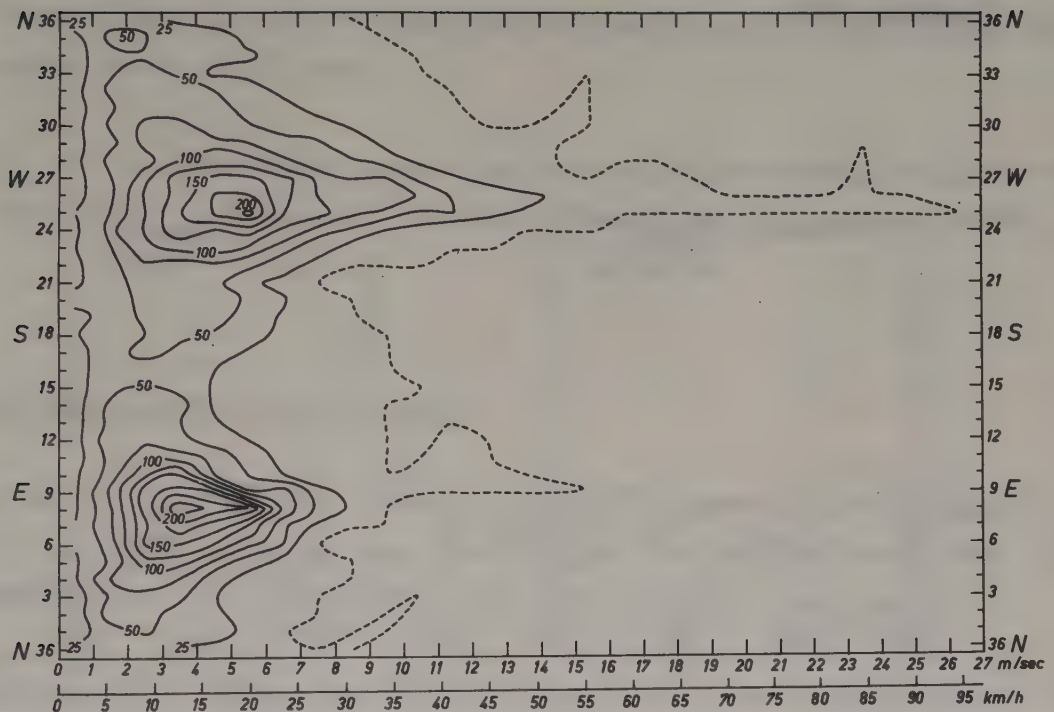


Bild 8 Windstatistik der Jahre 1962 und 1963 /21/

Amplitudenmodulation. Analog zur Radiotechnik ist eine Trägerschwingung (hier Tagesgang) vorhanden, deren Amplitude wieder eine periodische Funktion der Zeit ist. Dabei ändert sich die Amplitude langsam gegenüber der Trägerschwingung, in diesem Falle mit der Periode von einem Jahr.

Im Energiespektrum bildet sich die Amplitudenmodulation durch Maxima ab, die von der Trägerfrequenz um plus oder minus der Frequenz der Amplitudenschwingung verschoben ist /24/.

In Bild 9 sind die einzelnen ungemittelten Spektralwerte gegen die Frequenz linear aufgetragen, um die Feinstruktur des Spektrums in der Umgebung des Tagesganges untersuchen zu können. Die Punktauflösung in dieser Analyse reicht zu diesem Zweck

nicht aus. Die jährliche Schwankung der Amplitude des Tagesganges /8/ läßt sich wahrscheinlich auf den Jahresgang der Labilität bzw. Stabilität zurückführen. Im Winter gibt es an der Meßstation mehr und länger andauernde stabile Schichtungen als im Sommer /21/.

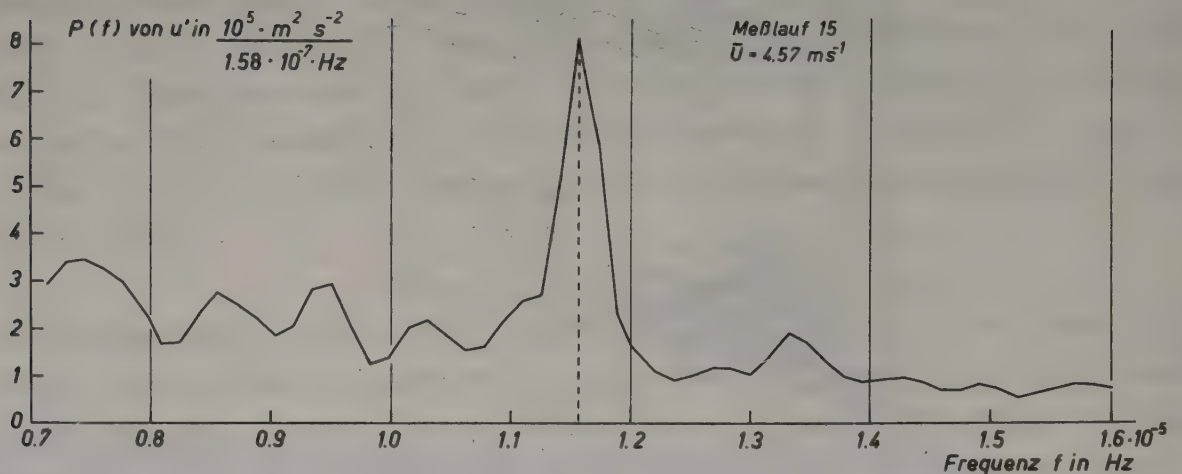


Bild 9 Das Energiespektrum von u' in der Umgebung des Tagesganges (ungemittelte Werte)

Das Bild 9 zeigt, daß symmetrisch zum Maximum des Tagesganges noch Nebenmaxima auftreten. Nach der obigen Aussage können diese auf Amplitudenmodulation des Tagesganges zurückgeführt werden. So entsprechen z.B. die beiden schwachen Nebenmaxima bei $f = 1,04 \cdot 10^{-5}$ Hz und $f = 1,28 \cdot 10^{-5}$ Hz, die mit $\Delta f = 1,2 \cdot 10^{-6}$ Hz symmetrisch zur Frequenz des Tagesganges ($f = 1,16 \cdot 10^{-5}$ Hz) liegen, einer Modulation des Tagesganges durch die Frequenz $f = 1,2 \cdot 10^{-6}$ Hz. Bei dieser Frequenz treten auch im Ko- und Quadraturspektrum und in der Kohärenz Extrema auf (Diagramm 15). Das Kospektrum besitzt positive, das Quadraturspektrum negative Werte, das bedeutet nach dem Vorzeichenschema von Tabelle 3, daß u' dem v' vorausläuft.

Man kann das folgendermaßen erklären: Wie bereits erwähnt, zieht der Kern der meisten Zyklonen nördlich der Meßstation vorbei und zwar von Westen nach Osten. Daher tritt zuerst Ostwind, anschließend Südwind, Westwind und Nordwind auf. Negatives Quadraturspektrum und positives Kospektrum sind also die spektrale Formulierung der bekannten Rechtsdrehung des Windes beim Vorüberzug einer Zyklone.

Es zeigt sich, daß auch hier die Ko- und Quadraturspektren weitere Einblicke in den Ablauf von großräumigen Vorgängen geben.

IV.5 Die Spektren von w' und u'

Die Größe u' stellt die Schwankung der horizontalen Windgeschwindigkeit in Windrichtung und w' die des Vertikalwindes dar, dessen Vorzeichen in IV,2 definiert ist. Die Meßhöhe betrug 20 m.

Beim Meßlauf 12 (Diagramm 16) ist im Mittel das Kospektrum positiv und das Quadraturspektrum negativ. Nach der Tabelle 3 bedeutet das, daß die Schwankung der Vertikalwindgeschwindigkeit der Schwankung der Horizontalwindgeschwindigkeit vorausseilt. Damit herrschen hier ähnliche Verhältnisse, wie bei den bereits diskutierten Fällen von $w'T'$ im Bereich der dynamischen Turbulenz. Die Kovarianz entsteht auch hier durch die Wechselwirkung zwischen der Turbulenz und dem vertikalen Windprofil, was zur Ausbildung der Schubspannung führt. Das Spektrum von w' zeigt das Maximum wieder bei ca. $n = 0,1$. Bei kleineren Werten von n wirkt sich die Begrenzung der Strömung durch den Erdboden aus. Dies gilt nicht für die Horizontalkomponente, die im Spektrum ihr Maximum erst bei etwa $n = 0,01$ besitzt, worin sich die schwach ausgebildete Konvektion widerspiegelt, die zur Zeit der Messungen beobachtet wurde.

Beim Meßlauf 14 (Diagramm 17) herrschte hingegen bei schwacher Windgeschwindigkeit eine ausgeprägte Konvektion. Die Werte des Kospektrums und damit auch die Schubspannung, sind etwa eine

Größenordnung kleiner. Desgleichen ist auch die Kohärenz wesentlich kleiner als beim Meßlauf 12. Bis $n = 0,1$ herrschen bezüglich der Vorzeichen von Ko- und Quadraturspektrum - wenn man von den größeren Schwankungen der spektralen Dichten absieht - die gleichen Verhältnisse wie bei Meßlauf 12.

Eine Besonderheit zeigt sich bei den kleinen Frequenzen, wo Ko- und Quadraturspektrum beide negative Werte zeigen. Obwohl die Kohärenz in diesem Bereich insgesamt sehr klein ist, erscheint es sinnvoll, sich mit diesem Verhalten etwas näher zu befassen. Vom Vorzeichen her beurteilt, müßte also die Horizontalgeschwindigkeit der Vertikalgeschwindigkeit vorausseilen. Außerdem ist das negative Vorzeichen des Kospektrums bemerkenswert.

Da es sich wegen des Wertes von $\bar{u}$ bereits um den Bereich handeln muß, in welchem die Konvektion das Geschehen weitgehend bestimmt, erscheinen beide Sachverhalte deutbar. Zunächst einmal läßt sich immer wieder beobachten, daß in der Nähe thermischer Ablösungen, d.h. in unmittelbarer Nachbarschaft eines sich entwickelnden Aufwindes, die horizontale Windgeschwindigkeit wegen des Nachströmens von Luft ansteigt. Bei sehr ausgeprägter Konvektion kann man dabei sogar richtige Böen beobachten. In den zwischen den Aufwindgebieten liegenden großflächigen Abwindgebieten ist die Windgeschwindigkeit geringer. Damit würde sich ein negatives Vorzeichen von $w'u'$ erklären lassen, da räumlich Aufwind und größere Horizontalgeschwindigkeit benachbart sind. Wenn sich dieser Sachverhalt auch noch mit weiteren Messungen belegen läßt, hat das für die Messung der Schubspannung durch $w'u'$ entscheidende Konsequenzen, denn es erscheint möglich, daß unter Konvektionsbedingungen eine reine Kovarianzmessung zu einer zu kleinen Schubspannung führt.

Mit diesem Modell wird auch die Phasenbeziehung zwischen w' und u' deutlicher, da im Bereich des stärksten Aufwindes die horizontale Zusatzkomponente klein sein wird, wie man sich überlegen kann. Beim Vorbeidriften eines Aufwindgebietes mit der mittleren Strömung wird zuerst ein Einstromen gegen die mittlere Windrich-

tung, d.h. ein negatives u' , zu beobachten sein. Dann folgt ein negatives w' mit einem relativ kleinen u' und danach wird w' wieder Null und u' wird positiv. Dies entspricht praktisch einer Phasenverschiebung von 90° . Im niederfrequenten Bereich ist bei Meßlauf 14 tatsächlich das Quadraturspektrum wesentlich größer als das Kospektrum, worin diese Phasenverschiebung zum Ausdruck kommt.

V. Schluß

Die in dieser Arbeit dargestellten Spektren sollen einen kleinen Einblick in die Struktur der Turbulenz geben. Es ist bei der Interpretation das Gewicht auf Ko- und Quadraturspektrum gelegt worden, weil die Energiespektren schon öfters in der Literatur diskutiert wurden. Die Ergebnisse erfordern viel Zeit und Aufwand bis sie endgültig festgelegt sind, und sind daher stichprobenartig ausgewertet worden. Um weitere Ergebnisse und damit bessere Aussagen zu gewinnen, sind weiterhin Messungen möglichst vieler meteorologischer Parameter notwendig. Das verlangt einen weiteren Ausbau des Erfassungssystems und einen leistungsfähigen Computer. Dieser steht dem Meteorologischen Institut beim Max-Planck-Institut für Plasmaphysik zur Verfügung, so daß durch eine verbesserte Datenerfassung die turbulenten Vorgänge im großen Rahmen untersucht werden können.

Nachwort

Dem Leiter des Meteorologischen Instituts der Ludwig-Maximilians-Universität in München, Herrn Prof. Dr. F. Möller, danke ich bestens dafür, daß ich diese Arbeit an seinem Institut anfertigen durfte.

Der Arbeitsgruppe für Mikrometeorologie dieses Instituts sei für die vielen Diskussionsbeiträge Dank gesagt. Besonders Herrn Dr. R. Roth danke ich für seine stete Bereitschaft zur Diskussion und die vielen aufschlußreichen Ratschläge, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Bei Herrn K. Häckl möchte ich mich für die Hilfe beim Versuchsaufbau, besonders beim elektronischen Teil, bei Herrn G. Weinberger für die Anfertigung der Zeichnungen und bei Fräulein C. Meier für die Reinschrift des Manuskripts bedanken. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit gedankt.

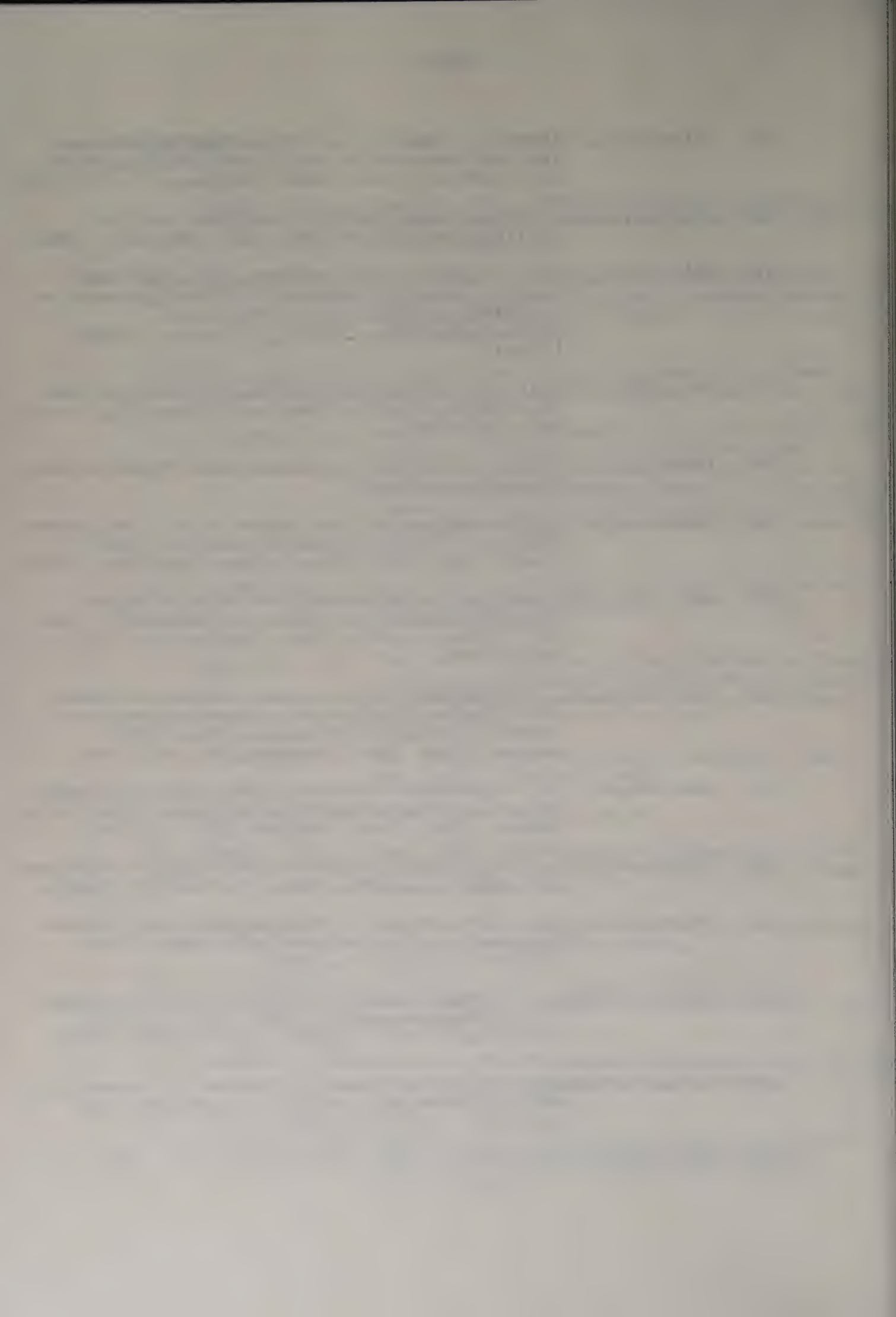
Zusammenfassung

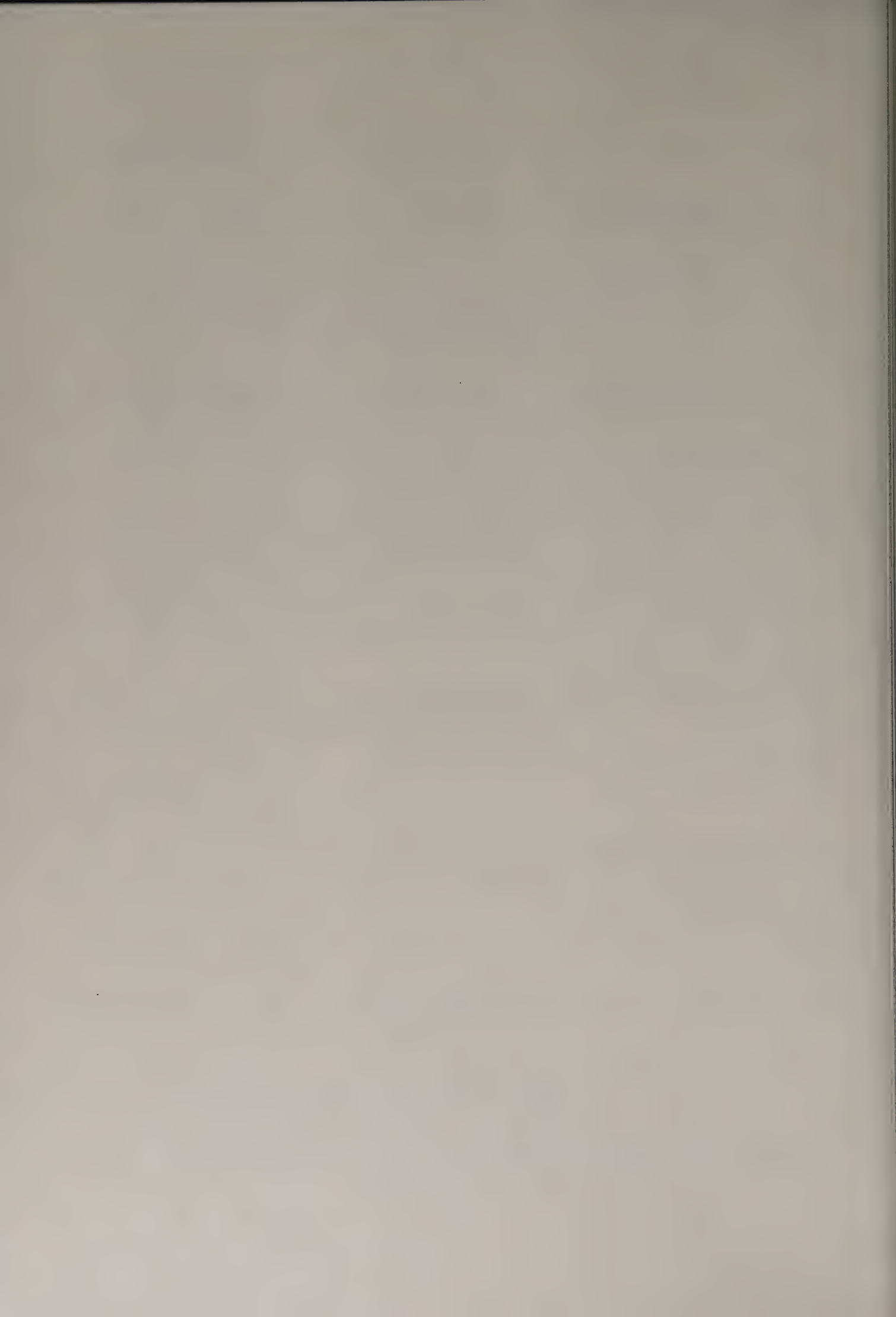
Messungen der kurzfristigen Schwankungen in verschiedenen Höhen von Lufttemperatur und horizontaler und vertikaler Windgeschwindigkeit an der Meteorologischen Station beim Forschungsreaktor München in Garching werden an Hand der Energiespektren und der Ko- und Quadraturespektren untersucht. Dabei steht im Vordergrund die Diskussion der bisher oft vernachlässigten Quadraturespektren. Es läßt sich zeigen, daß ihr Verlauf durchaus eine wertvolle Information darstellt, die einen besseren Einblick in das physikalische Geschehen gestattet. Die Art der Interpretation wird außerdem auf die Spektren der Ost-West und Nord-Süd-Komponente von Stundenmittelwerten einer zweijährigen Reihe der Windgeschwindigkeit in 50 m Höhe ausgedehnt.

Literatur

- /1/ Bendat, J.S., Piersol, A.G.: Measurement and analysis of random data. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1966.
- /2/ Berz, G.: Untersuchungen zum Wärmehaushalt der Erdoberfläche und zum bodennahen atmosphärischen Transport. Wiss. Mit. Meteor. Inst. Univ. München Nr. 16, 1969.
- /3/ Blackman, H.B., Tukey, I.W.: The measurements of power spectra. Dover Publications, New York, 1958.
- /4/ Cramer, H.E., Record, F.A., Tillmann, I.E. and Vaughan, H. Studies of the Spectra of the Vertical Fluxes of Momentum, Heat, and Moisture in the Atmospheric Boundary Layer. (US Contract Number DA-36-039-SC 80209), MIT, Meteorology Department, Annal Report 1961, Final Report 1962.
- /5/ Donn, W.L., Milic, P.L., Brilliant, R.: Gravity Waves and the Tropical Sea Breeze. J. Met., 13, 356-361 (1956).
- /6/ Einstein, A.: Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen. Ann. Phys., 17, 549-560 (1905).
- /7/ Einstein, A.: Zur Theorie der Brownschen Bewegung. Ann. Phys., 19, 371-381 (1906).
- /8/ Fiedler, F.: Persönliche Mitteilungen.
- /9/ Geiger, R.: Das Klima der bodennahen Luftschicht. Die Wissenschaft, Bd. 78, Vieweg & Sohn, Braunschweig 1961.
- /10/ Gossard, E., Munk, W.: On Gravity Waves in the Atmosphere. J. Met., 11, 259-269 (1954).
- /11/ Haltiner, G.J., Martin, F.L.: Dynamical and Physical Meteorology, McGraw-Hill Book Company, Inc., New York 1957.
- /12/ Hasse, L.: Zum Einfluß von Instrumententrägheit oder Filter auf die Kreuzkorrelation. Zeitschr. f. Geoph. 34, 259-265 (1968).
- /13/ Hofmann, G., Kraus, H.: Der Aufbau der meteorologischen Station beim Forschungsreaktor München. Wiss. Mitt. Meteor. Inst. Univ. München, Nr. 7, 1969.

- /14/ Hofmann, G., Kraus H., Manier, G.: Ergebnisse der Messungen von Temperatur- und Windschichtung. Wiss. Mitt. Meteor. Inst. Univ. München, Nr. 8, 1962.
- /15/ Jenkins, G.M., Watts, D.G.: Spectral Analysis and its Applications. Holden-Day, San Fransisco, 1968.
- /16/ McAllister, L.G., Pollard, J.R., Mahoney, A.R. and Shaw, P.J.R.: Acoustic Sounding - A New Approach to the Study of Atmospheric Structure. Proceedings of the IEEE, 57, No. 4, 579-587 (1969).
- /17/ Oort, A.H., Taylor A.: On the Kinetic Energy Spectrum near the Ground. Monthly Weather Review, 97, No. 9, 623-636 (1969).
- /18/ Prandtl, L.: Führer durch die Strömungslehre. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1944.
- /19/ Rosenblatt, M.: Proceedings of the Symposium on Time Series Analysis, held in Brown University, June 11-14, 1962. John Wiley & Sons, New York, 1963.
- /20/ Roth, R.: Ein Gerät zur Untersuchung der kurzfristigen Schwankungen meteorologischer Parameter. Wiss. Mitt. Meteor. Inst. Univ. München, Nr. 10, 1-76 (1965).
- /21/ Schöllmann, E.: Statistische Bearbeitung der an der Meteorologischen Station beim Forschungsreaktor München gewonnenen Meßdaten. Wiss. Mitt. Meteor. Inst. Univ. München, Nr. 14, 1968.
- /22/ Schönwiese, C.D.: Spektrale Varianzanalyse klimatologischer Reihen im langperiodischen Bereich. Wiss. Mitt. Meteor. Inst. Univ. München, Nr. 15, 1969.
- /23/ Silverman, B.A.: The Effekt of Spatial Averaging on Spectrum Estimation. J. appl. Met., 7, 168-172 (1968).
- /24/ Stuart, R.D.: An Introduction to Fourier Analysis. Science Paperbacks, Spottiswoode Ballantyne & LTD, London & Colchester, 1966.
- /25/ van der Hoven, I.: Power Spectrum of Horizontal Wind Speed in the Frequency Range from 0.0007 to 900 cycles per hour. J. Met., 14, 160-164 (1957).
- /26/ v. Smoluchowski, M.: Zur kinetischen Theorie der Brownschen Molekularbewegung und der Suspension. Ann. Phys., 21, 756-780 (1906).
- /27/ Wiss. Mitt. Meteor. Inst. Univ. München, Nr. 11, 1967.





- 1 ——— ES von w' in $10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ 3 - - - - CoS von T' und w' in $10^{-3} \text{ grad ms}^{-1}$
 2 ES von T' in 10^{-2} grad^2 4 - · - · QuS von T' und w' in $10^{-3} \text{ grad ms}^{-1}$

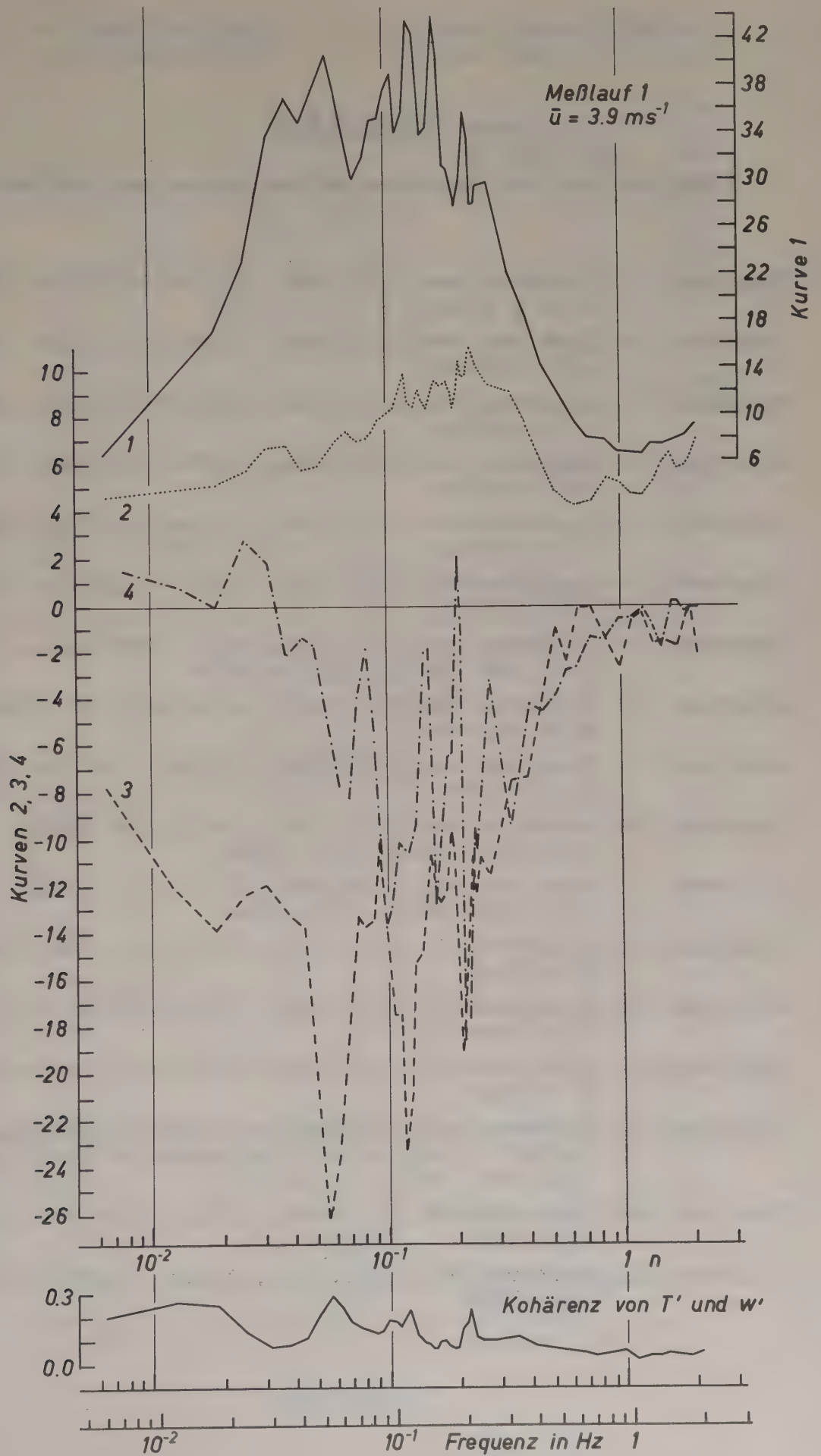


Diagramm 1

A n h a n g

(Darstellung der Spektren zu den einzelnen Meßläufen)

- Diagramm 1: Spektren vom 1.7.1968, 13.34-14.37 Uhr (MEZ),
4,10 m Höhe
- Diagramm 2: Spektren vom 1.7.1968, 15.24-16.26 Uhr (MEZ),
4,10 m Höhe
- Diagramm 3: Spektren vom 3.7.1968, 12.54-13.25 Uhr (MEZ),
4,10 m Höhe
- Diagramm 4: Spektren vom 3.7.1968, 14.25-14.56 Uhr (MEZ),
4,10 m Höhe
- Diagramm 5: Spektren vom 5.7.1968, 12.24-13.27 Uhr (MEZ),
4,10 m Höhe
- Diagramm 6: Spektren vom 5.7.1968, 14.30-15.33 Uhr (MEZ),
1,80 m Höhe
- Diagramm 7: Spektren vom 1.7.1968, 23.39 (MEZ) - 2.7.1968,
0.42 Uhr (MEZ), 4,10 m Höhe
- Diagramm 8: Spektren vom 8.7.1968, 0.05-1.08 Uhr (MEZ),
4,10 m Höhe
- Diagramm 9: Spektren vom 8.7.1968, 20.45-21.48 Uhr (MEZ),
4,10 m Höhe
- Diagramm 10: Spektren vom 22.7.1969, 22.49 Uhr (MEZ) - 23.7.1969,
1.28 Uhr (MEZ), 50 m Höhe
- Diagramm 11: Spektren vom 10.8.1969, 23.02 Uhr (MEZ) - 11.8.1969,
2.02 Uhr (MEZ), 50 m Höhe
- Diagramm 12: Spektren vom 20.7.1969, 1.45-3.45 Uhr (MEZ),
50 m Höhe
- Diagramm 13: Spektren vom 10.4.1969, 12.49-14.54 Uhr (MEZ),
20 m Höhe
- Diagramm 14: Spektren vom 11.4.1969, 10.30-12.30 Uhr (MEZ),
20 m Höhe
- Diagramm 15: Spektren der Stundenmittel der in Komponenten zer-
legten horizontalen Windgeschwindigkeit der Jahre
1962 und 1963, 50 m Höhe
- Diagramm 16: Spektren vom 2.8.1969, 13.35-15.35 Uhr (MEZ),
20 m Höhe
- Diagramm 17: Spektren vom 20.8.1969, 13.24-15.23 Uhr (MEZ),
20 m Höhe

- 1 ——— ES von T' in 10^2 grad^2 3 - - - - CoS von T' und w' in $10^{-3} \text{ grad ms}^{-1}$
 2 ES von w' in $10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ 4 - · - · QuS von T' und w' in $10^{-3} \text{ grad ms}^{-1}$

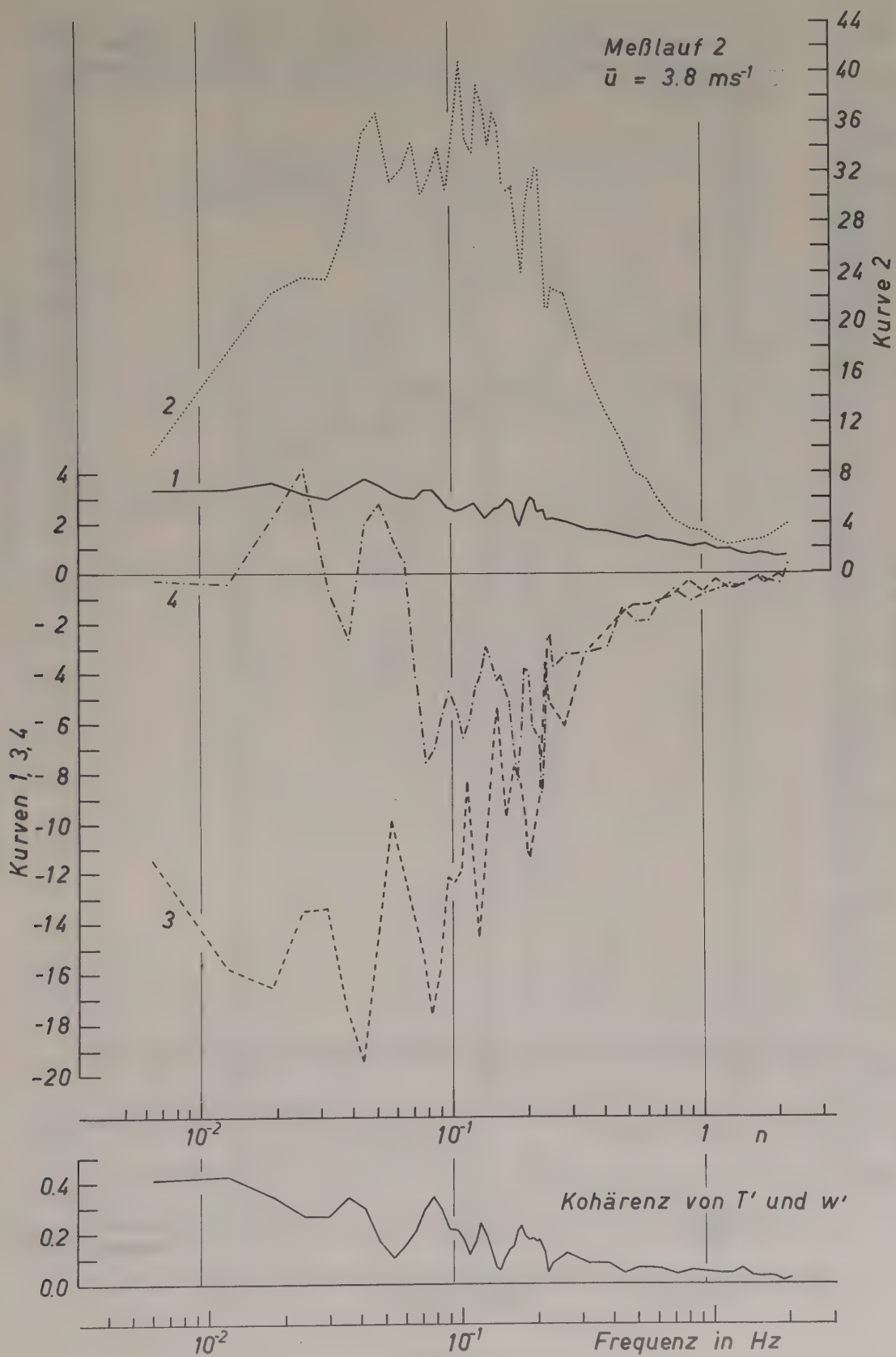


Diagramm 2

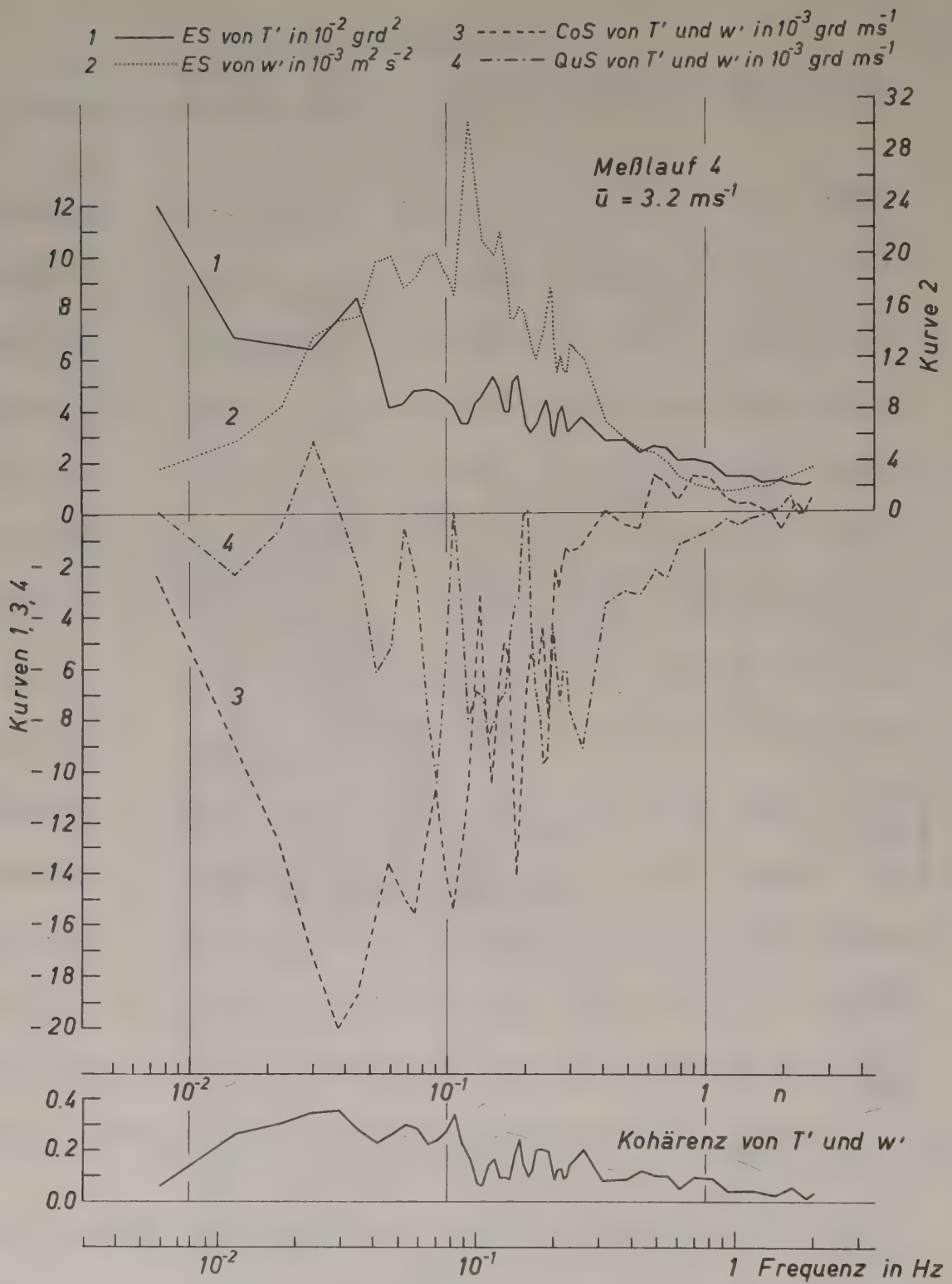


Diagramm 3

- 1 ——— ES von T' in 10^{-2} grad^2 3 - - - - CoS von T' und w' in $10^{-3} \text{ grad ms}^{-1}$
 2 ES von w' in $10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ 4 - - - - QuS von T' und w' in $10^{-3} \text{ grad ms}^{-1}$

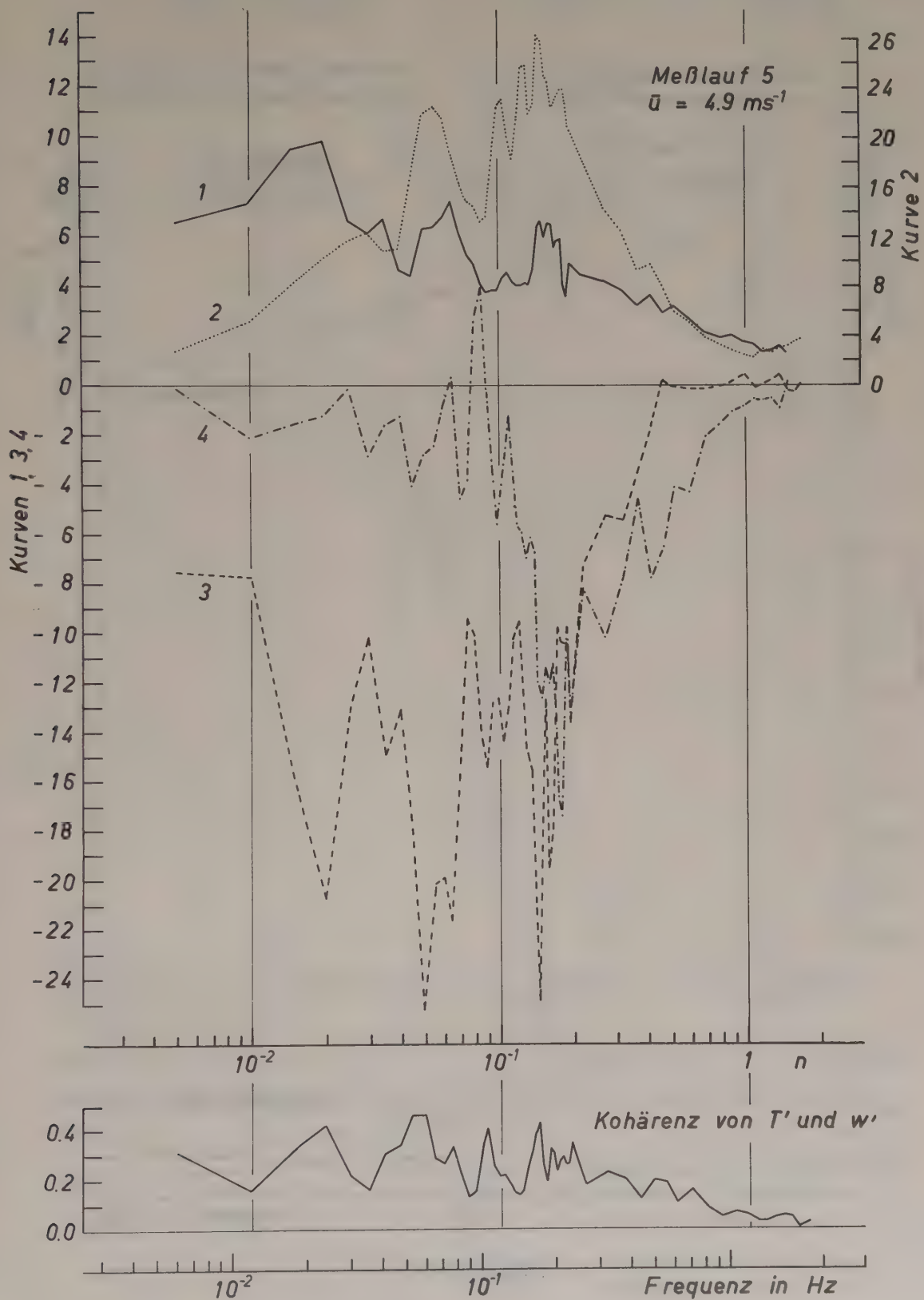


Diagramm 4

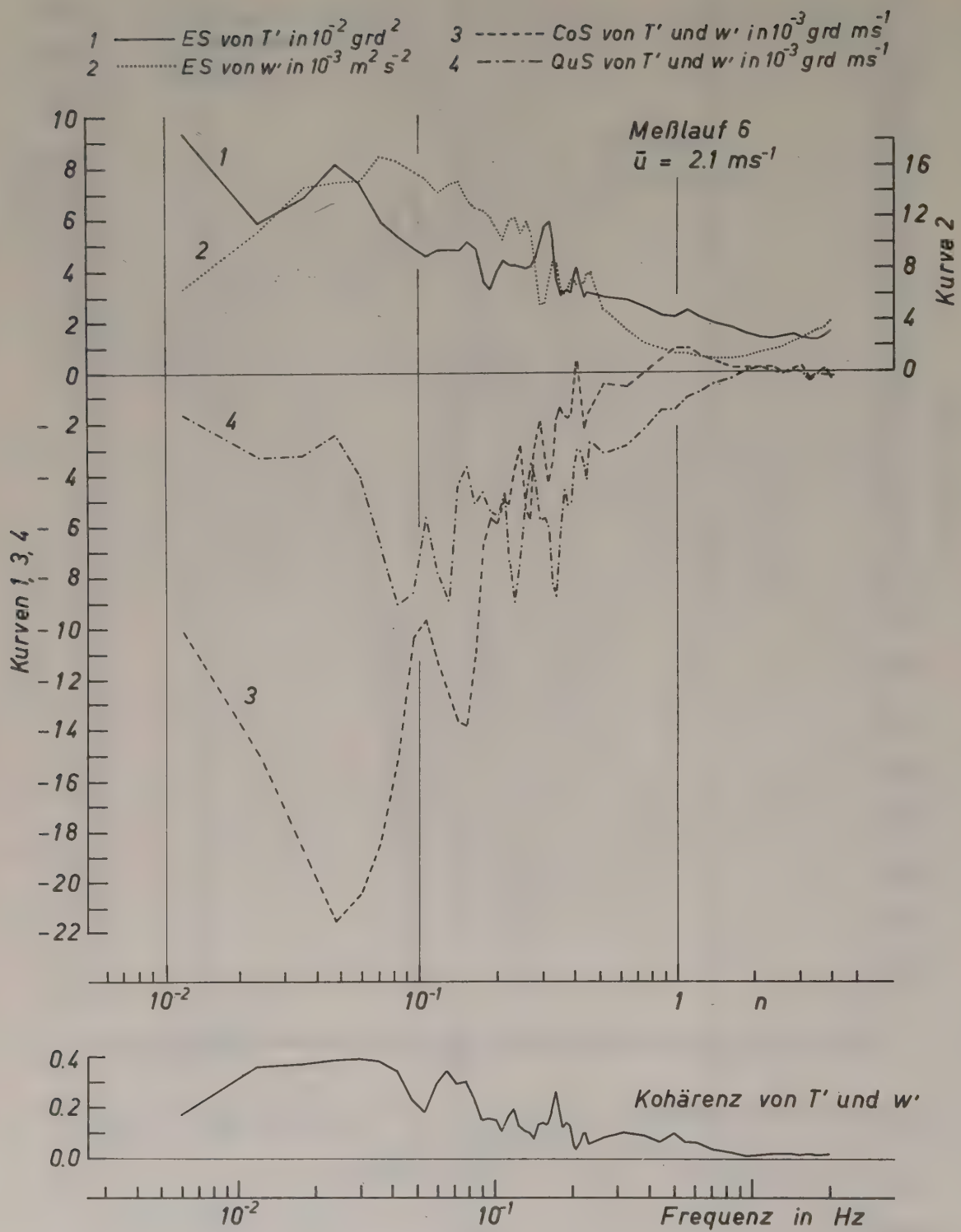


Diagramm 5

- 1 — ES von T' in 10^{-2} grad^2 3 - - - - CoS von T' und w' in $10^{-3} \text{ grad ms}^{-1}$
 2 ES von w' in $10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ 4 - - - - QuS von T' und w' in $10^{-3} \text{ grad ms}^{-1}$

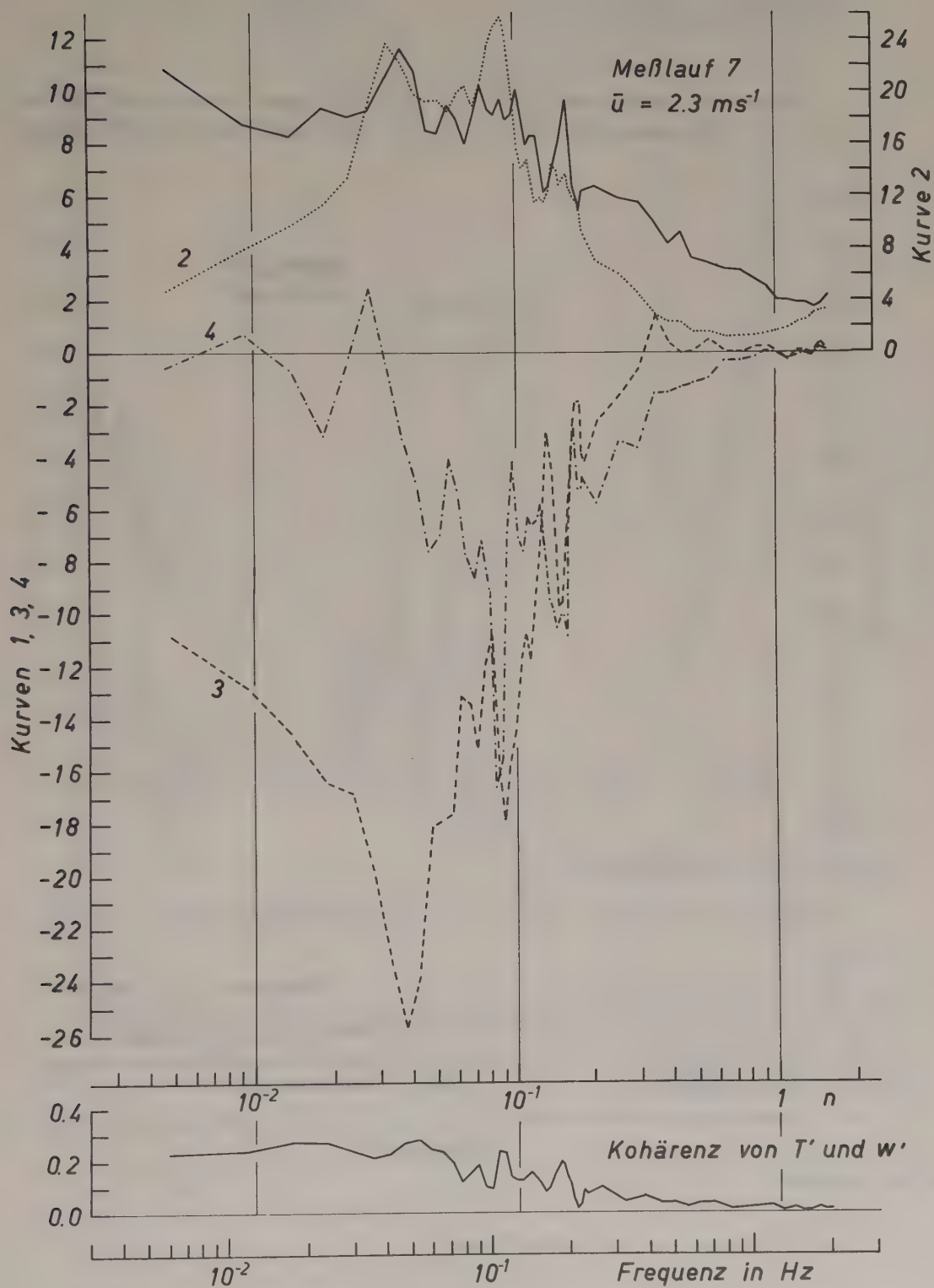


Diagramm 6

- 1 ——— ES von T' in 10^{-3} grad^2 3 - - - - CoS von T' und w' in $10^{-4} \text{ grad ms}^{-1}$
 2 ES von w' in $10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ 4 - - - - QuS von T' und w' in $10^{-4} \text{ grad ms}^{-1}$

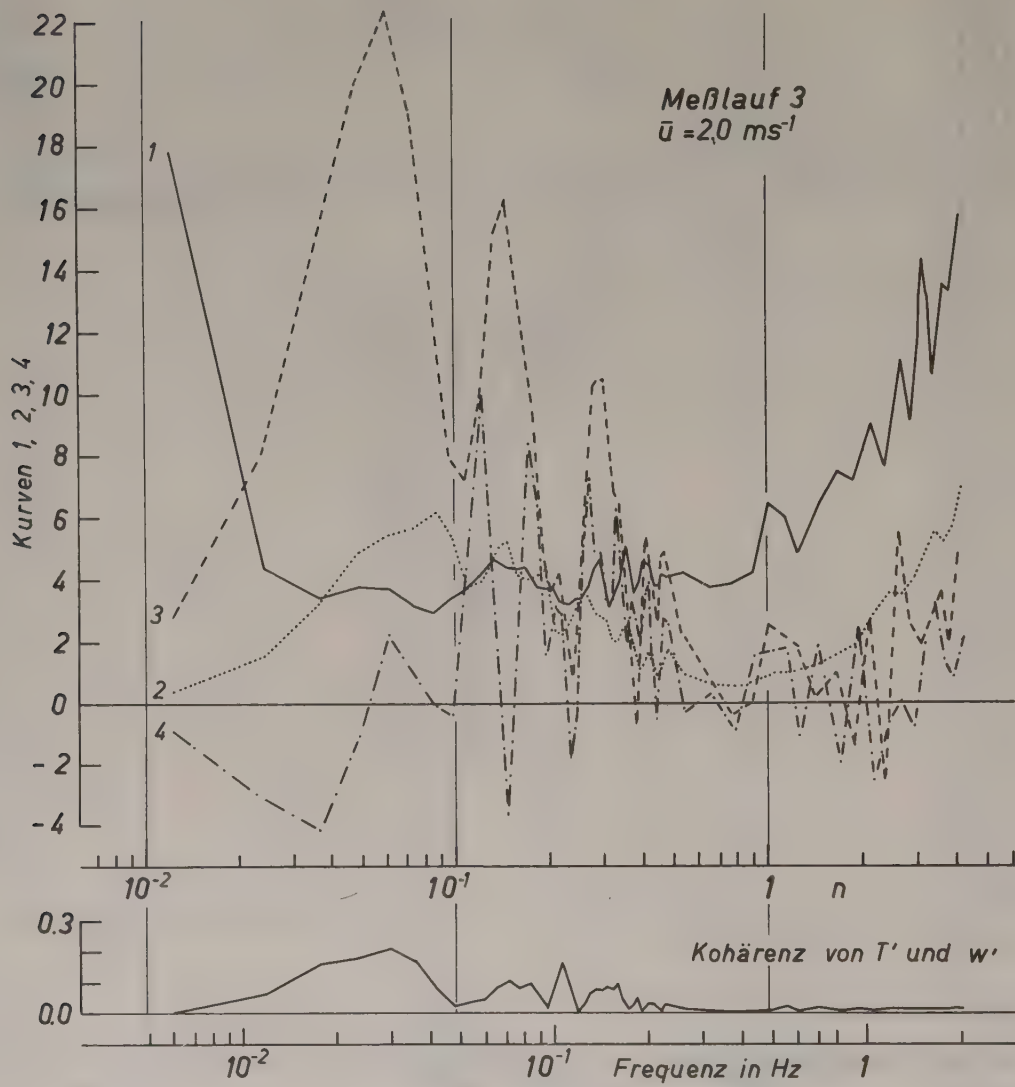


Diagramm 7

- 1 ——— ES von w' in $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ 3 - - - - CoS von T' und w' in $10^{-4} \text{ grad ms}^{-1}$
 2 ES von T' in 10^{-3} grad^2 4 - · - · QuS von T' und w' in $10^{-4} \text{ grad ms}^{-1}$

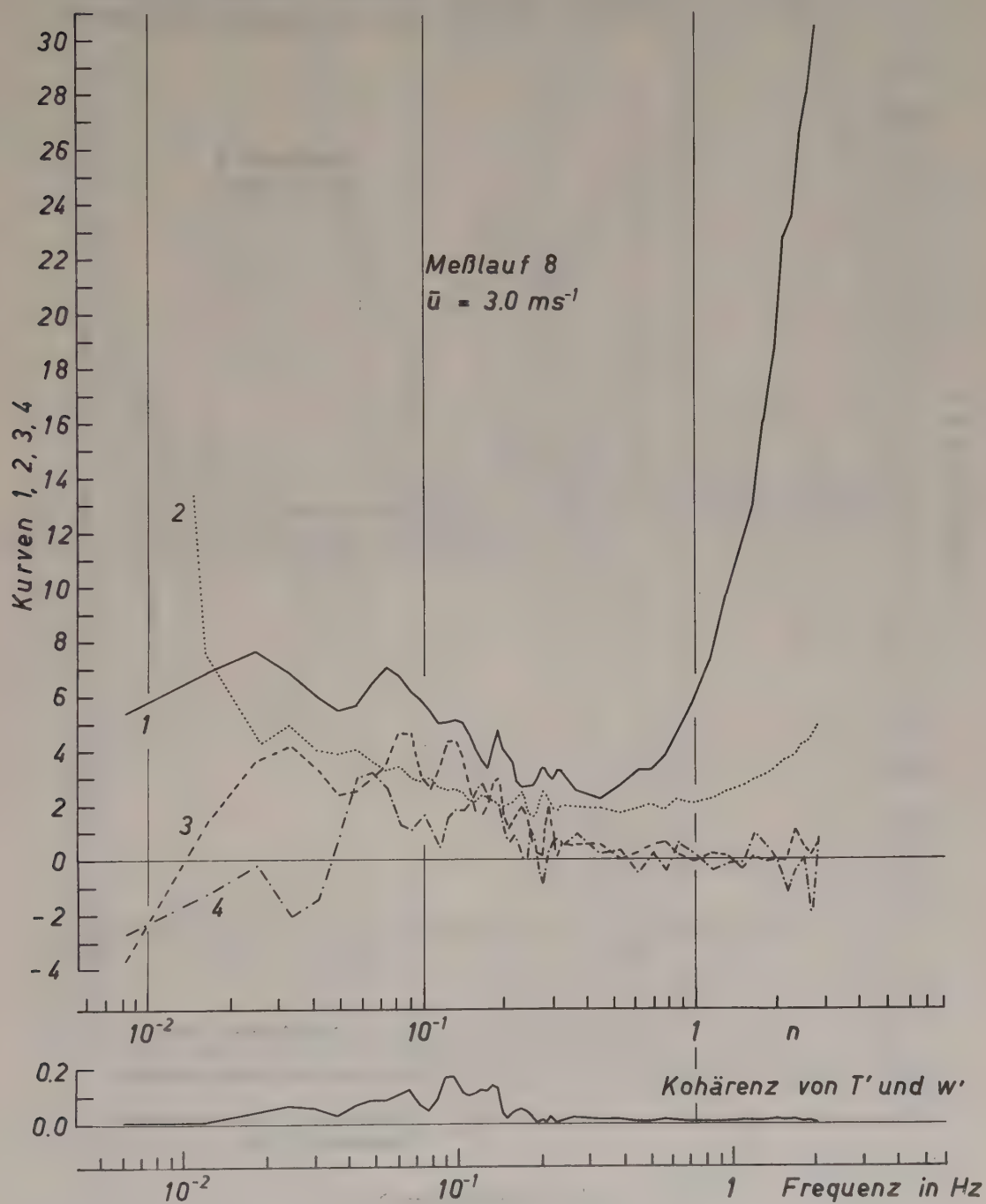


Diagramm 8

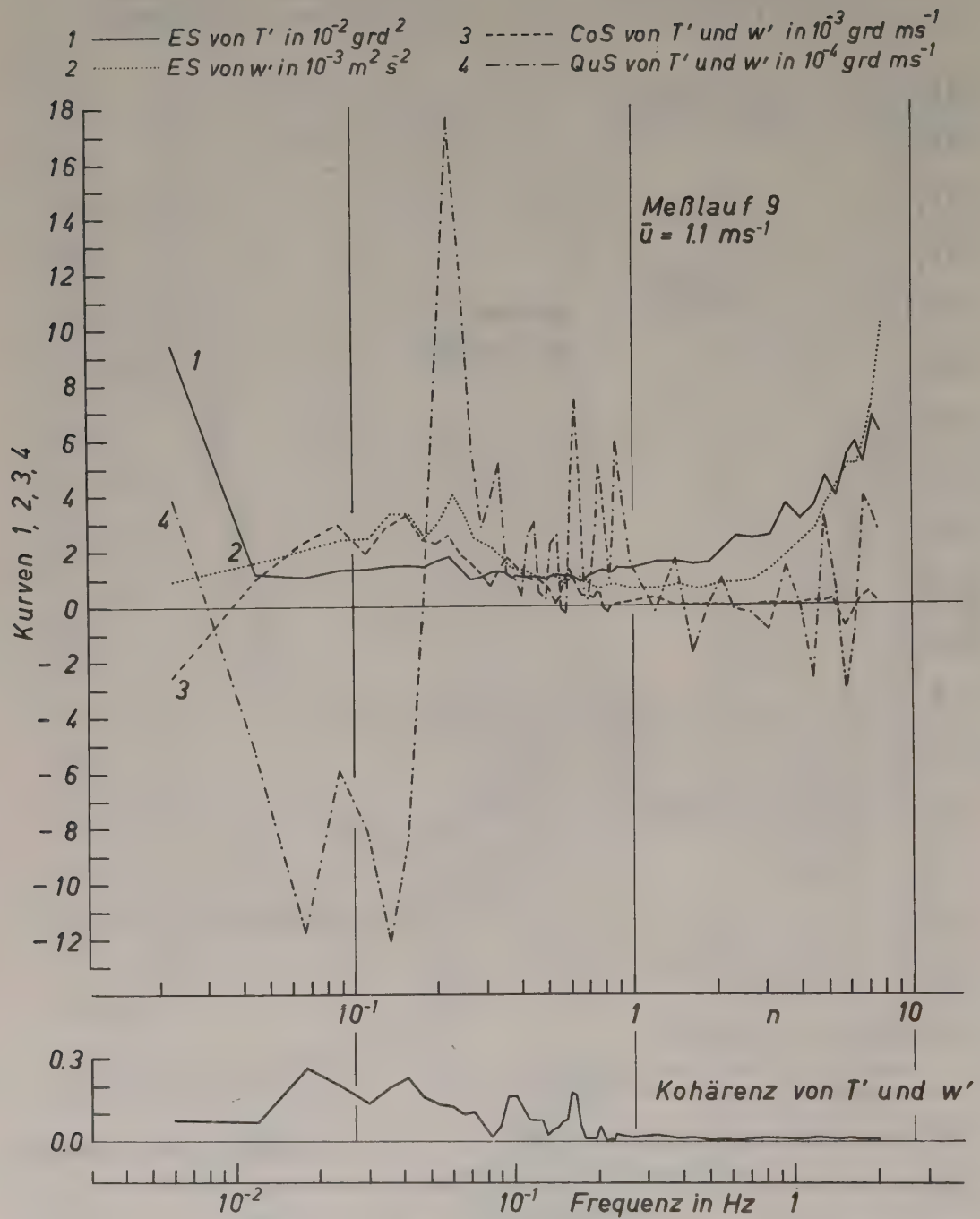


Diagramm 9

- 1 ——— ES von T' in 10^3 grad^2 3 - - - - CoS von T' und w' in $10^4 \text{ grad ms}^{-1}$
 2 ES von w' in $10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ 4 - - - - QuS von T' und w' in $10^4 \text{ grad ms}^{-1}$

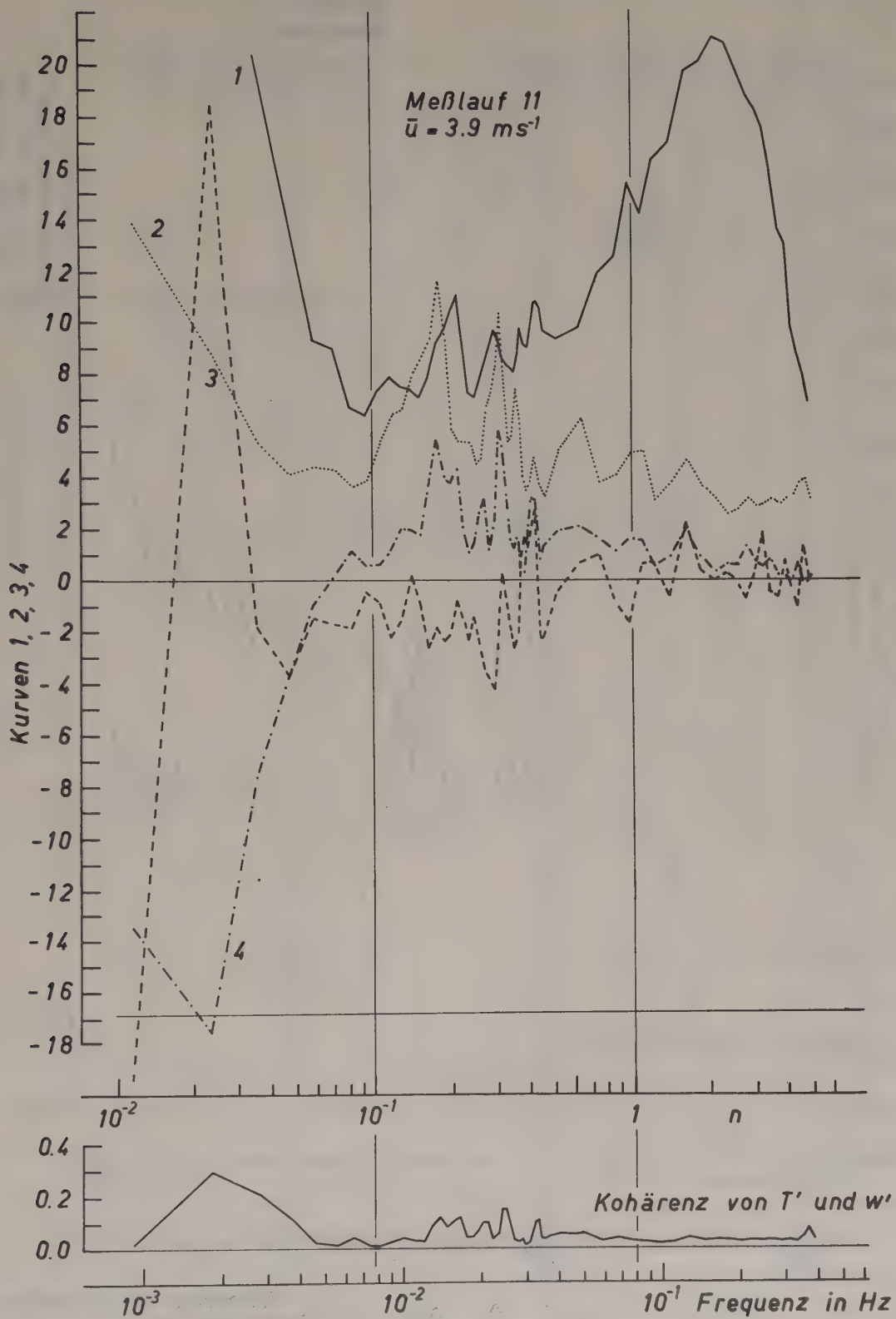


Diagramm 10

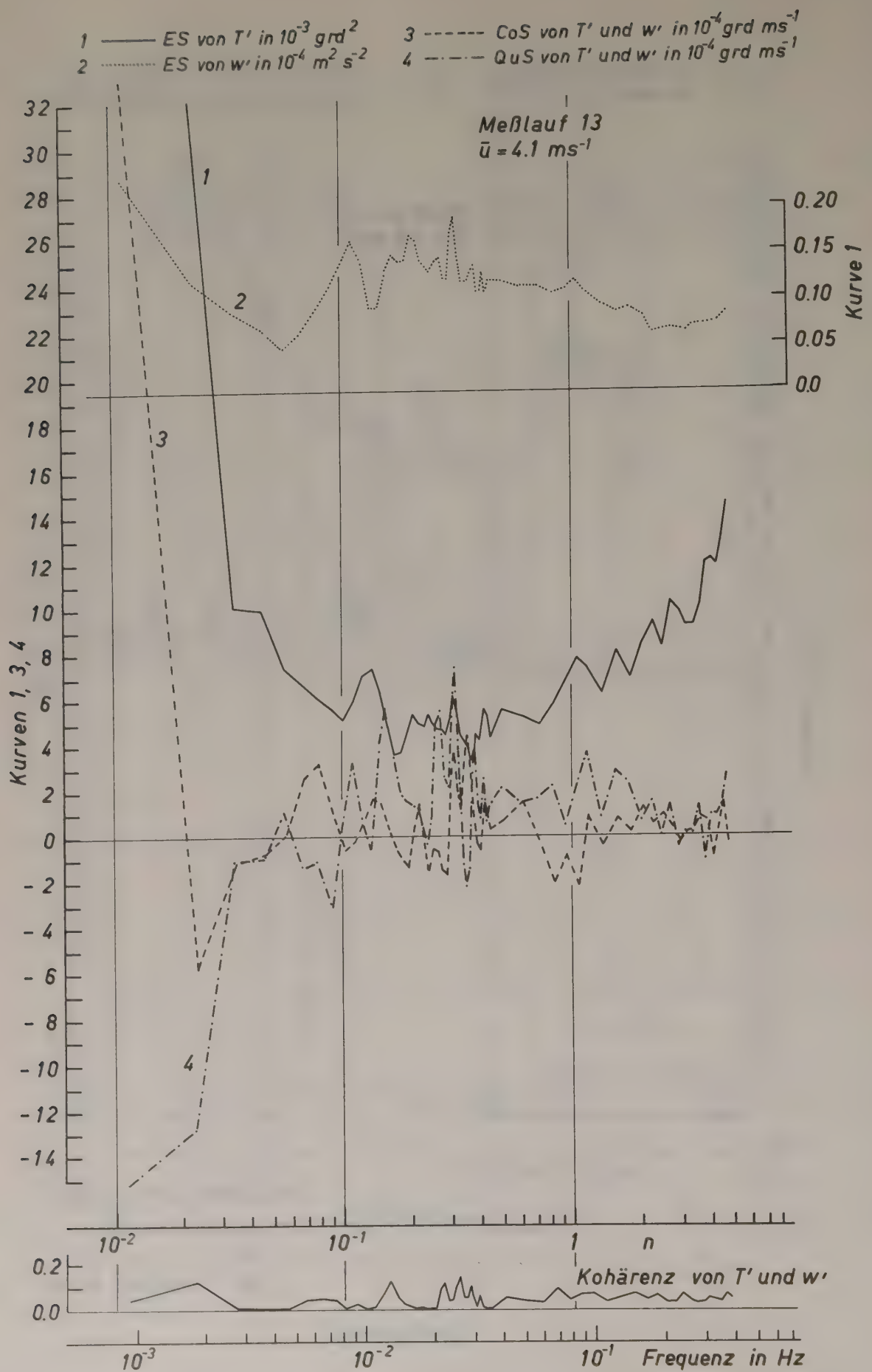


Diagramm 11

- 1 ——— ES von T' in 10^{-3} grad^2 3 - - - - CoS von T' und w' in $10^{-4} \text{ grad ms}^{-1}$
 2 - · - · - ES von w' in $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ 4 - - - - QuS von T' und w' in $10^{-5} \text{ grad ms}^{-1}$

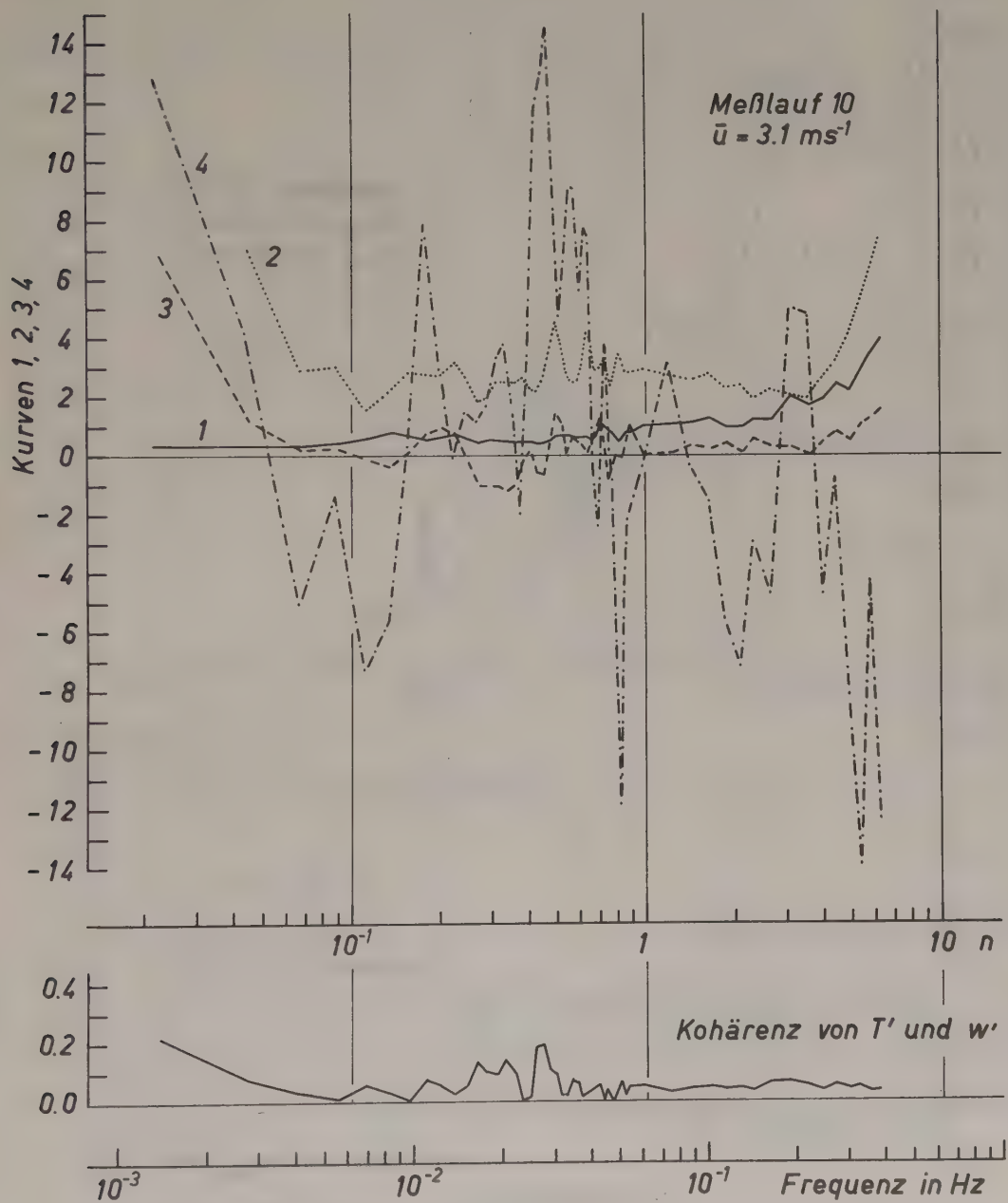


Diagramm 12

- 1 — ES von u'_{50m} in $10^{-2} m^2 s^{-2}$ 3 - - - CoS von u'_{50m} und u'_{4m} in $10^{-2} m^2 s^{-2}$
 2 - - - ES von u'_{4m} in $10^{-2} m^2 s^{-2}$ 4 - - - QuS von u'_{50m} und u'_{4m} in $10^{-2} m^2 s^{-2}$

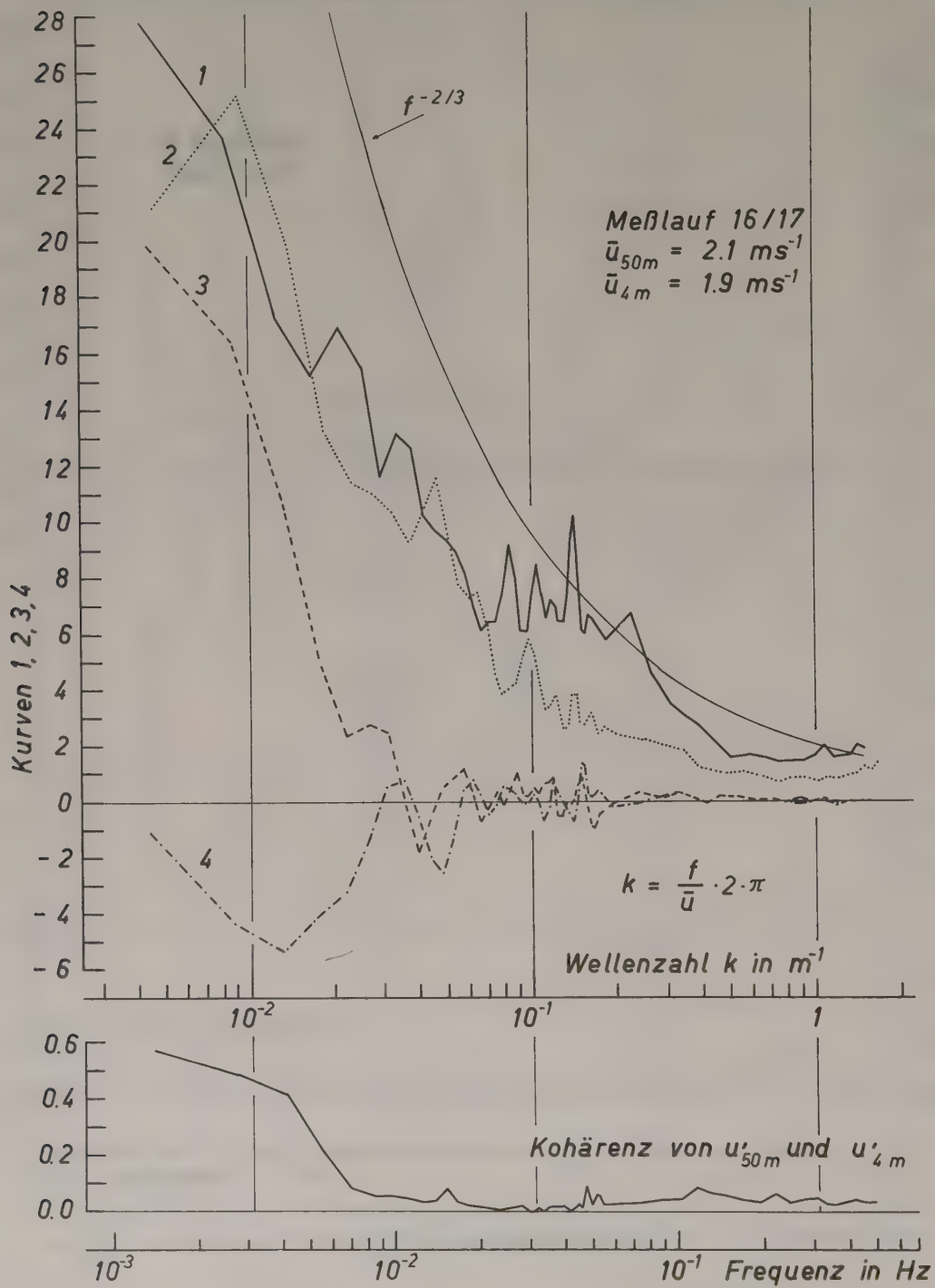


Diagramm 13

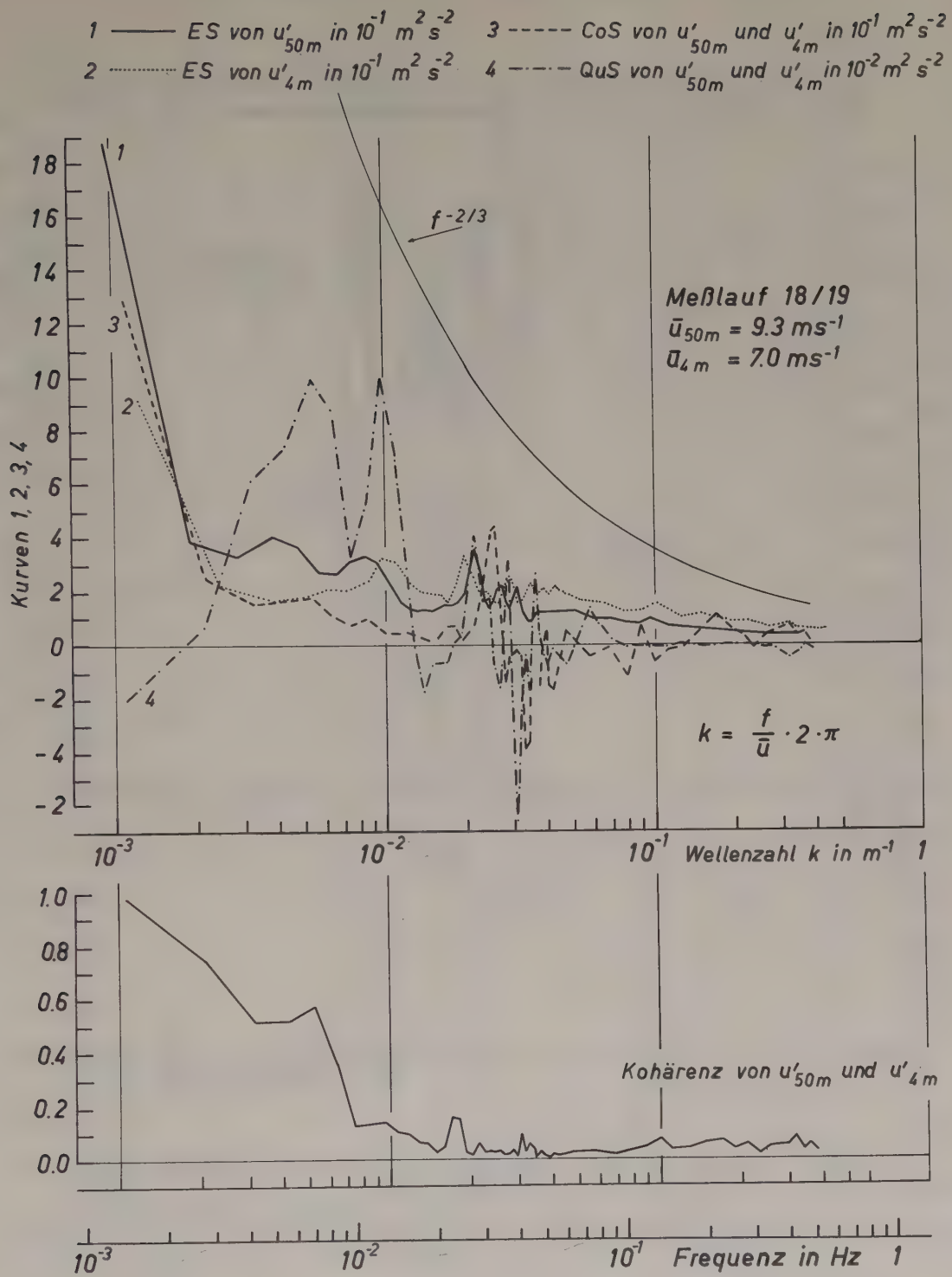


Diagramm 14

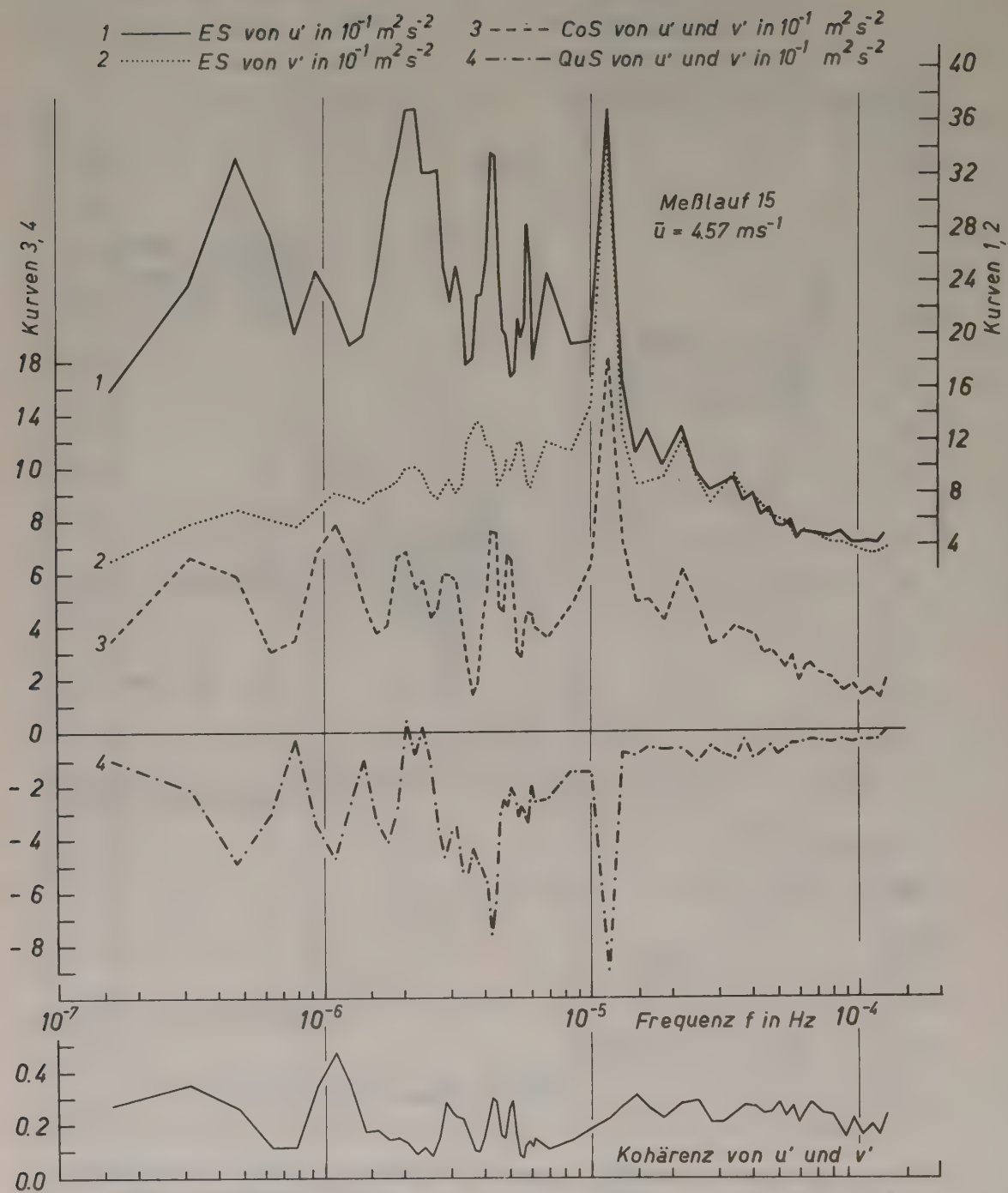


Diagramm 15

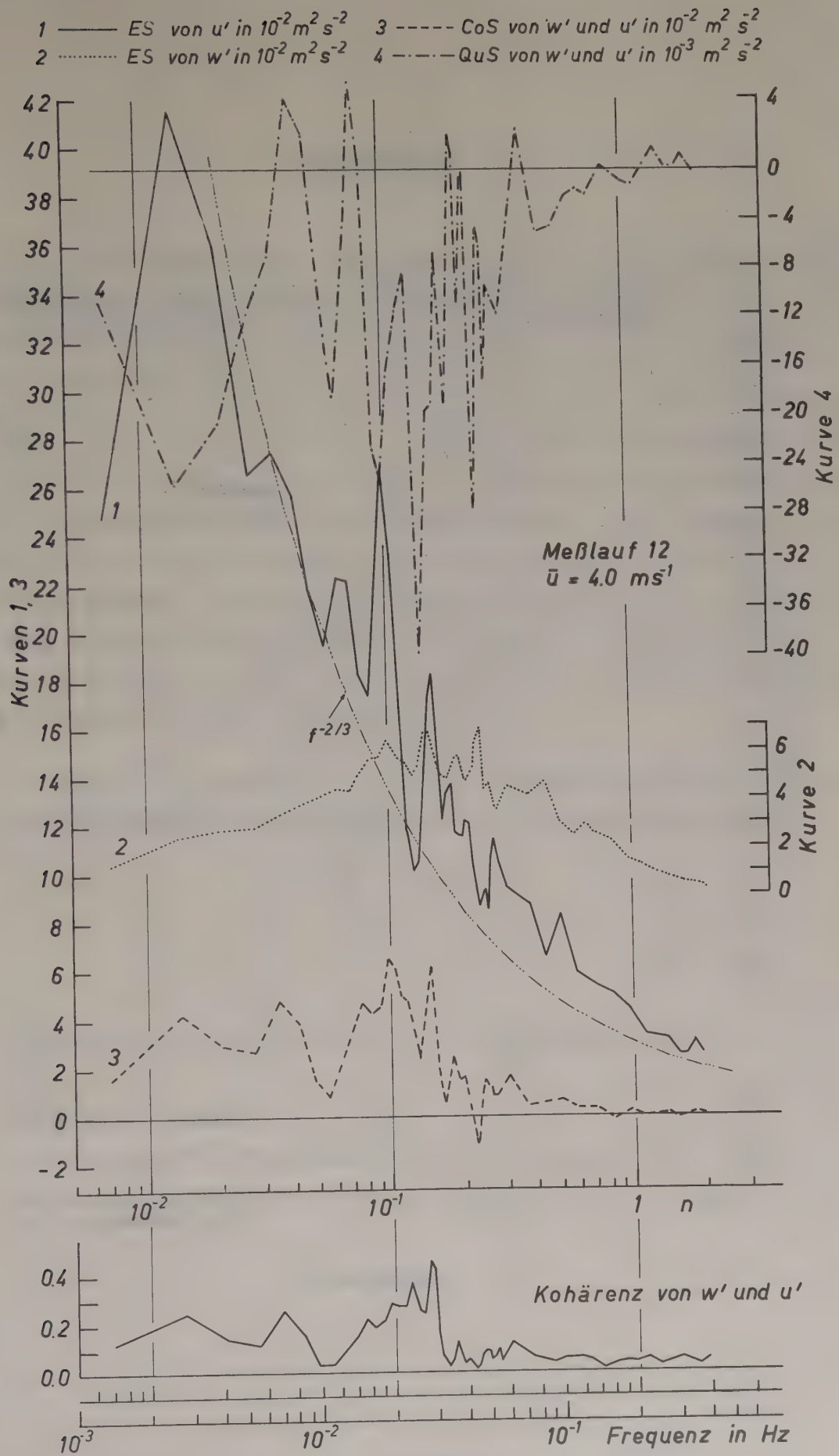


Diagramm 16

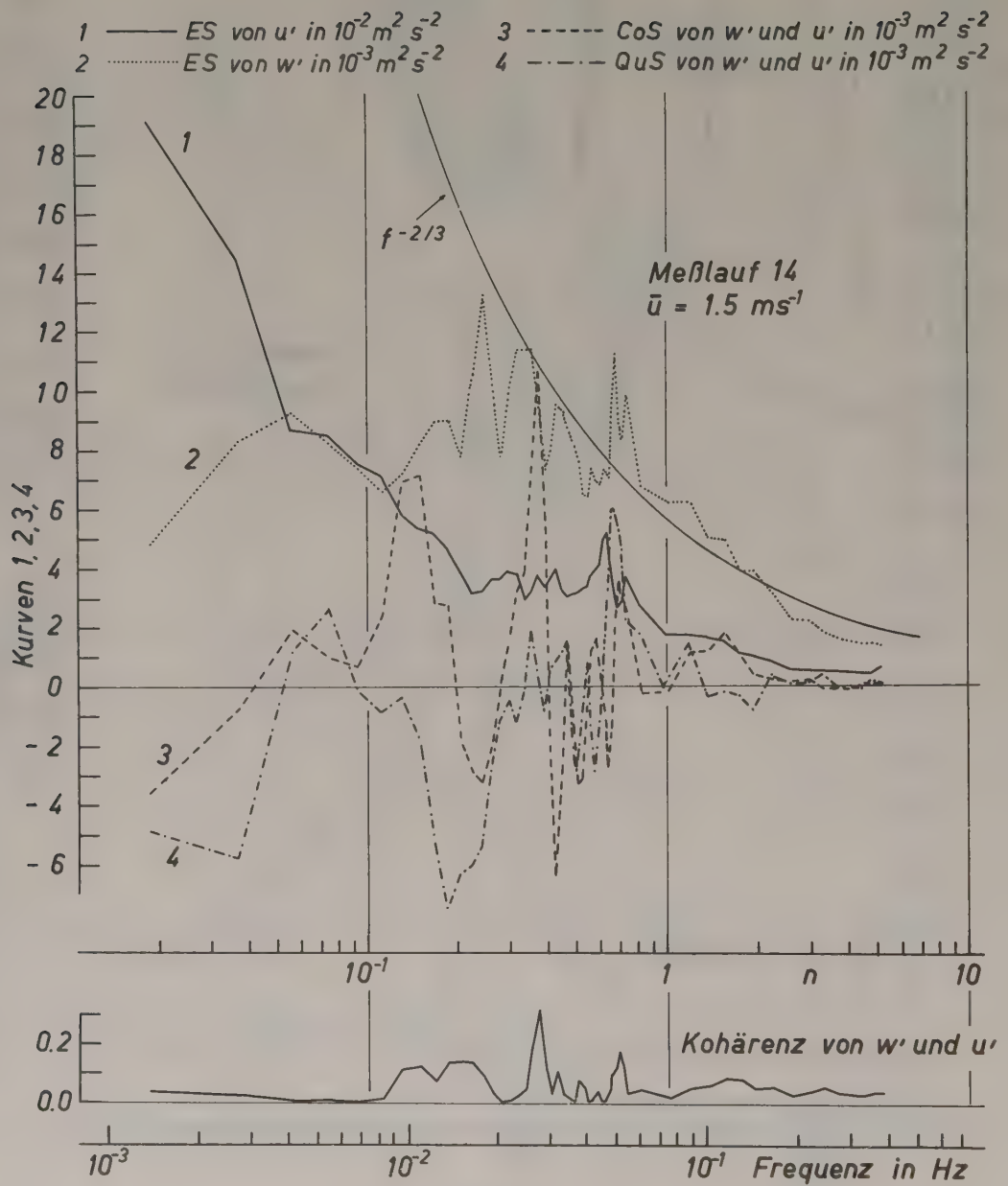


Diagramm 17

Lebenslauf

Am 1.12.1937 wurde ich, Otto Georg Walk, in Nersingen, Krs. Neu-Ulm, als Sohn des kaufmännischen Angestellten Otto Walk und Ehefrau Barbara, geb. Endres, geboren. Vom September 1943 bis zum gleichen Monat des Jahres 1949 besuchte ich die Volksschule in Nersingen und trat anschließend in die Oberrealschule Neu-Ulm über, an der ich im Juni 1958 die Reifeprüfung ablegte. Von Oktober 1958 bis März 1960 leistete ich den Wehrdienst bei der Bundeswehr ab. Mit dem Sommersemester 1960 begann ich das Studium der Meteorologie an der Universität München und beendete es im November 1966 mit der Diplomhauptprüfung für Meteorologie an der gleichen Universität. Von Januar 1967 bis Dezember 1969 war ich im Meteorologischen Institut der Universität München als wissenschaftlicher Mitarbeiter tätig.

Seit Januar 1970 arbeite ich als wissenschaftlicher Assistent im Meteorologischen Institut der Universität Karlsruhe.

THE

The first part of the book is devoted to a general survey of the history of the world, from the beginning of time to the present day. The author discusses the various stages of human civilization, from the earliest times to the present day. He also discusses the various theories of the origin of life, and the various theories of the origin of the universe. The second part of the book is devoted to a detailed study of the history of the world, from the beginning of time to the present day. The author discusses the various stages of human civilization, from the earliest times to the present day. He also discusses the various theories of the origin of life, and the various theories of the origin of the universe.

The third part of the book is devoted to a detailed study of the history of the world, from the beginning of time to the present day. The author discusses the various stages of human civilization, from the earliest times to the present day. He also discusses the various theories of the origin of life, and the various theories of the origin of the universe.

The fourth part of the book is devoted to a detailed study of the history of the world, from the beginning of time to the present day. The author discusses the various stages of human civilization, from the earliest times to the present day. He also discusses the various theories of the origin of life, and the various theories of the origin of the universe.

The fifth part of the book is devoted to a detailed study of the history of the world, from the beginning of time to the present day. The author discusses the various stages of human civilization, from the earliest times to the present day. He also discusses the various theories of the origin of life, and the various theories of the origin of the universe.

The sixth part of the book is devoted to a detailed study of the history of the world, from the beginning of time to the present day. The author discusses the various stages of human civilization, from the earliest times to the present day. He also discusses the various theories of the origin of life, and the various theories of the origin of the universe.

The seventh part of the book is devoted to a detailed study of the history of the world, from the beginning of time to the present day. The author discusses the various stages of human civilization, from the earliest times to the present day. He also discusses the various theories of the origin of life, and the various theories of the origin of the universe.

The eighth part of the book is devoted to a detailed study of the history of the world, from the beginning of time to the present day. The author discusses the various stages of human civilization, from the earliest times to the present day. He also discusses the various theories of the origin of life, and the various theories of the origin of the universe.

The ninth part of the book is devoted to a detailed study of the history of the world, from the beginning of time to the present day. The author discusses the various stages of human civilization, from the earliest times to the present day. He also discusses the various theories of the origin of life, and the various theories of the origin of the universe.

Wissenschaftliche Mitteilungen des Meteorologischen Instituts
der Universität München

- Nr. 1* BAUMGARTNER, A.: Meteorologische Untersuchungen bei Frostschutzmaßnahmen im Pflanzgarten Grafrath.
- Nr. 2* POHL, W.: Untersuchungen an einem Strahlungsumsatzmesser.
- Nr. 3* Erfahrungen und Überlegungen zur Meßmethodik bei meteorologischen Untersuchungen im Gelände.
GEIGER, R.: Der Forschungswagen für mikrometeorologische Untersuchungen.
FIMPEL, H.: Das elektrische Psychrometer für den Forschungswagen.
HOFMANN, G.: Die Temperaturmessung als Basis meteorologischer Meßverfahren.
KRAUS, H.: Untersuchungen und Entwicklungsarbeiten mit Thermistoren.
FIMPEL, H.: Über den Einfluß der dauernden Wasserzufuhr beim Psychrometer.
HOFMANN, G.: Die beidseitig freie Tauplatte.
- Nr. 4* BAUMGARTNER, A.: Beobachtungswerte und weitere Studien zum Wärme- und Wasserhaushalt eines jungen Waldes.
- Nr. 5 HOFMANN, G.: Meteorologisches Instrumentenpraktikum.
- Nr. 6 KORB, G.: Absorption von Sonnenstrahlung in Wolken.
- Nr. 7 HOFMANN, G. und KRAUS, H.: Der Aufbau der meteorologischen Station beim Forschungsreaktor München.
HOFMANN, G. und KRAUS, H.: Ein Gerät zur digitalen Registrierung von Temperatur und Windgeschwindigkeit.
- Nr. 8* HOFMANN, G., KRAUS, H. und MANIER, G.: Ergebnisse der Messungen von Temperatur- und Windschichtung an der meteorologischen Station beim Forschungsreaktor München vom 1. Juli 1961 bis zum 28. Februar 1962.
- Nr. 9 Prof. Dr. Rudolf Geiger zum 70. Geburtstag.
KLEINLEIN, G.: Klimaverwerfung und Forstwirtschaft.
LORENZ, D.: Der Einfluß des Absorptionsvermögens von Bodenoberflächen im Langwelligen auf die Messung der Bodenoberflächentemperatur mit Radiometern.
REITER, R.: Erste Ergebnisse gleichzeitiger Registrierungen der Globalstrahlung im kurzwelligen Ultraviolett in verschiedenen Höhen mit Hilfe UV-empfindlicher Zählrohre.
POHL, W.: Meteorologie und die Nutzung der Kernenergie.
GEBHART, R.: Untersuchungen an Strahlungsschutzhütten.
VAUPEL, A.: Logik und Bio-Logik.
ROTH, R.: Die höhenabhängige Änderung der Windrichtung in der bodennahen Luftschicht.
HOFMANN, G.: Ein Schalenkreuzanemometer ohne Anlaufgeschwindigkeit.
FIMPEL, H.: Messung der Temperatur einer Grasoberfläche mit einem Gesamtstrahlungs-pyrometer.
KRAUS, H.: Die Entstehung von Straßenglätte durch gefrorenen Tau, Reif und Beschlag.
- Nr. 10 ROTH, R.: Ein Gerät zur Untersuchung der kurzfristigen Schwankungen meteorologischer Parameter.
KARSTENSEN, H.: Ein Analog-Digital-Umsetzer mit Tonbandspeicher zur Untersuchung von Schwankungen meteorologischer Parameter.
- Nr. 11 Tabellen der Stundenmittel von Lufttemperatur, Feuchttemperatur und Windgeschwindigkeit in 2, 5, 10, 20 und 50 m Höhe für die Jahre 1962 und 1963.
- Nr. 12 TAJCHMAN, St.: Energie- und Wasserhaushalt verschiedener Pflanzenbestände bei München.
- Nr. 13 ULLRICH, R.B.: Das Temperatur- und Windprofil an der meteorologischen Station beim Forschungsreaktor München.
- Nr. 14 SCHÖLLMANN, E.: Statistische Bearbeitung der an der meteorologischen Station beim Forschungsreaktor München gewonnenen Meßdaten.
- Nr. 15 SCHÖNWIESE, Ch.D.: Spektrale Varianzanalyse klimatologischer Reihen im langperiodischen Bereich.
- Nr. 16 BERZ, G.: Untersuchungen zum Wärmehaushalt der Erdoberfläche und zum bodennahen atmosphärischen Transport.
- Nr. 17 KLEMMER, L.: Die Periodik des Radialzuwachses in einem Fichtenwald und deren meteorologische Steuerung.
- Nr. 18 FIEDLER, F.: Klimawerte zur Temperatur- und Windschichtung in den untersten 50 m der Atmosphäre.
- Nr. 19 PAESLER, M.: Die Temperaturmessungen in München 1781 - 1968.

